



TITLE:

不規則波浪の波群特性と浅海変形
特性に関する研究(Dissertation_全
文)

AUTHOR(S):

間瀬, 肇

CITATION:

間瀬, 肇. 不規則波浪の波群特性と浅海変形特性に関する研究. 京都大学
, 1986, 工学博士

ISSUE DATE:

1986-11-25

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6073>

RIGHT:

新 制
工
679
京大附図

不規則波浪の波群特性と 浅海変形特性に関する研究

昭和61年 6 月

間 瀬 肇

不規則波浪の波群特性と 浅海変形特性に関する研究

昭和61年 6 月

間 瀬 肇

目 次

緒 論	1
第1編 不規則波浪の波群特性に関する研究	7
第1章 序 論	9
第2章 波群の特性に関する従来の研究	11
第1節 波群に関する統計的特性	11
1-1 波高の連長の確率分布の理論	12
1-2 現地波浪の波群の統計的特性	12
第2節 波群に関する非線形波動理論	13
2-1 波の非線形共鳴干渉と Benjamin-Feirの波の不安定	13
2-2 非線形 Schrödinger方程式と波群構造	14
第3章 単一波群の非線形伝播特性	18
第1節 概 説	18
第2節 解析の基礎とする非線形 Schrödinger方程式	19
第3節 実験装置および実験方法	23
3-1 実験装置	23
3-2 実験方法	24
第4節 単一波群の伝播変形の実験結果および力学的考察	26
4-1 実験結果および考察	26
4-2 計算結果および考察	36
第5節 結 言	42
第4章 不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化	44
第1節 概 説	44
第2節 実験装置および実験方法	44
2-1 実験装置	44
2-2 実験方法	45
第3節 解析方法	47
第4節 伝播に伴う波群特性の変化の実験結果および力学的考察	48
4-1 包絡波形の変化	48
4-2 SIWEH 波形の伝播速度およびその変化	51
4-3 Groupiness Factor および波高の平均連長の変化	55
4-4 スペクトルの変化	57
第5節 結 言	61

第5章	非線形波動理論に基づく現地波浪の波群特性の解析	64
第1節	概 説	64
第2節	変調不安定理論に基づく波の振幅変調周期の算定	65
第3節	解析に用いる波浪観測資料	70
3-1	琵琶湖における波浪観測記録	70
3-2	コスタリカにおける波浪観測記録	70
第4節	現地波浪の波群特性に関する解析結果および力学的考察	71
4-1	琵琶湖における波浪観測記録の場合	71
4-2	コスタリカにおける波浪観測記録の場合	75
第5節	結 言	77
第2編	不規則波浪の浅水・碎波変形特性に関する研究	81
第1章	序 論	83
第2章	一様勾配の海浜における不規則波浪の浅水・碎波変形特性	85
第1節	概 説	85
第2節	不規則波の波高変化計算法の提案	87
2-1	個々波に対する波高変化の定式化とその検討	87
(1)	波高変化の定式化	87
(2)	個々波（規則波）の波高変化の計算結果 および実験的検討	92
(3)	個々波の波高変化計算結果の加え合わせによる 不規則波の波高変化の計算結果および実験的検討	96
2-2	不規則波の波高変化計算法の提案および計算結果	98
(1)	不規則波の波高変化の計算方法	98
(2)	一様勾配の海浜における波高変化の計算結果および考察	100
第3節	実験装置および実験方法	106
第4節	一様勾配の海浜における浅水・碎波変形特性	106
4-1	浅海域におけるスペクトルの変化	106
4-2	サーフビートの標準偏差	107
4-3	代表波高および波高の頻度分布の変化	109
4-4	有義波周期の変化	114
4-5	非線形性パラメーターの変化	116
4-6	波群特性の変化	116
第5節	結 言	119

第3章	複合断面の海浜における不規則波浪の浅水・碎波変形特性	123
第1節	概説	123
第2節	不規則波の波高変化計算法の提案	124
第3節	実験装置および実験方法	128
第4節	複合断面の海浜における浅水・碎波変形特性	128
4-1	浅海域における代表波高および波高の頻度分布の変化	128
4-2	有義波周期の変化	136
4-3	非線形性パラメーターの変化	136
4-4	波群特性の変化	141
第5節	結言	141
第4章	現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性	143
第1節	概説	143
第2節	波高変化の計算方法	143
第3節	解析に用いる波浪観測資料	144
第4節	風波の浅水・碎波変形特性	145
4-1	サーフビートの標準偏差	145
4-2	代表波高の変化	145
4-3	非線形性パラメーターの変化	146
4-4	波群特性の変化	147
第5節	結言	148
第3編	不規則波浪の遡上特性に関する研究	151
第1章	序論	153
第2章	波群を考慮した不規則波のシミュレーション	157
第1節	概説	157
第2節	数値シミュレーション手法	158
第3節	数値シミュレーション波浪の統計的特性の考察	160
3-1	水位の出現確率	163
3-2	波高の頻度分布	165
3-3	周期の頻度分布	166
3-4	成分波の初期位相角の分布	168
第4節	実験水槽における波の再現性	170
4-1	造波信号の作製	170
4-2	発生波の特性	171
第5節	結言	172

第3章	波別解析法に基づく不規則波浪の遡上特性の解析	174
第1節	概説	174
第2節	実験装置および実験方法	174
2-1	実験装置	174
2-2	実験方法	176
第3節	実験結果および考察	177
3-1	個々の遡上波の定義	177
3-2	入射波の数と遡上波の数との関係	178
3-3	沖波波形勾配、海底勾配と相対遡上高との関係	179
(1)	沖波波形勾配と相対遡上高	180
(2)	海底勾配と相対遡上高	183
3-4	遡上高の連の長さ	183
3-5	遡上高に及ぼす入射波の波群特性の影響	184
第4節	不規則波の遡上高算定式の提案	185
第5節	結言	187
第4章	スペクトル解析法に基づく不規則波浪の遡上特性の解析	190
第1節	概説	190
第2節	遡上波形および遡上波のスペクトル特性の解析	191
2-1	解析に用いる実験資料	191
2-2	遡上波形とそのスペクトル	191
(1)	遡上波形	191
(2)	遡上波のスペクトル	192
第3節	遡上波のスペクトル特性に関する考察	194
3-1	従来の考察	194
3-2	放物波形モデルに基づく考察	195
(1)	Shen-Meyerおよび Freeman-Méhautéの理論による 遡上する波の先端軌跡	195
(2)	放物波形のスペクトル	196
(3)	数値シミュレーションによる遡上波のスペクトル特性	196
第4節	遡上波のスペクトルに及ぼす海底勾配の影響	199
第5節	結言	200
結 論		203

緒 論

わが国では、有効に利用できる国土が少ないこと、原材料や生産品の搬出入の便が良いなどの理由で、沿岸域の積極的利用が計られてきた。そのため、数多くの港湾構造物や海岸構造物が建設されてきた。これらの構造物の設計に当っては、風、波浪、地震など自然外力を考慮しなければならないが、最も支配的で、かつ常時作用するのは波浪である。

Sverdrup-Munk¹⁾に始まった波浪推算法の中で、不規則波浪を表わすための有義波の概念が考え出されてから、設計に当っては、不規則波をこの有義波の波高と周期を持つ規則波で置き換え、規則波の理論結果や実験結果を利用してきた。しかしながら、現地波浪の基本的な特性はその不規則性であり、海で波を見れば明らかなように、波高、周期、波向の異なる様々な波が不規則に連なり合っていてきている。そして、不規則波を有義波という規則波で置き換えて、波の作用あるいは変形を算定する方法（有義波法）の矛盾もわかってきた²⁾。

不規則波浪を表現する方法、あるいはその性質や作用を調べる方法として、大きく分けると、スペクトル解析法と波別解析法がある。スペクトル解析法は、水位変動を振幅、周波数および波向がそれぞれ異なる無数の正弦波（微小振幅波）がランダムな位相で重なり合ったものと考え、各正弦波のエネルギーが周波数や波数、あるいは波向に対してどのように分布しているかを表現し、この表示法を基にして波の変形や構造物への波の作用を解析するものである。一方、波別解析法は、水位変動記録をゼロアップクロス法などで分割して個々の波を定義し、それらの波高や周期の分布特性を調べたり、個々波を波高と周期の等しい規則波で置き換え、波の変形や構造物への波の作用を調べる方法である。有義波法は波別解析法の範疇に入れられる。この二つの方法は、対象とする問題の種類によって使い分けられる。碎波のように非線形性が強くかつ不連続な現象、あるいは、越波のように不連続な現象を取り扱う場合には波別解析法が適しており、屈折、回折あるいは湾水振動の解析にはスペクトル解析法が使われる。何れの方法を用いるにしても、まず第一に知るべきことは、現地波浪の波高、周期およびスペクトルの分布など波の統計的特性に関する詳しい情報である。

波の統計的特性は、時間スケール別に考えるのが適切である。一つは短期統計で、波浪は定常であると仮定できるような時間スケールにおける波の統計的特性を調べるものである。いま一つは、季節別あるいは年間の波浪の出現率、および異常波浪の出現率などといった長期間の統計的特性を調べるもので、構造物を設計する上で設計波の決定の基礎となる。本論文においては前者の短時間スケールにおける不規則波浪の現象を扱う。

現地波浪の水位変動、波高、周期等は時間とともに不規則に変動し、次の時間の状況は決定論的には予知できないが、観測結果にはある種の統計的な法則が見られる。これらのうち主なものは次のとおりである。水位の出現確率はほぼ Gauss 分布で表わされ、波高の確率分布はほ

ば Rayleigh 分布で表わされる。このことは数多くの現地観測で確かめられているが、詳細に調べると若干相違する場合があることもわかっている³⁾⁴⁾。また、波浪のスペクトル形はまったくランダムな形状を示すのではなく、波の発生期・発達期、地域特性に応じてある程度普遍的な形状を持つことがわかっている⁵⁾⁶⁾。

海の波を観察してみると、上記の統計的特性以外に、波高の大きな波が何波か続いて現われた後に小さな波が続く、その後また大きな波が現われるといった傾向を有していることに気づく。このような高波の連なり（波群、あるいは wave group と呼ばれる）や高波が連なって現われる現象（波群化現象、あるいは wave grouping と呼ばれる）が海岸・海洋構造物の安定性に影響を及ぼすことについては、多くの研究者が認めているところである。この問題は海岸工学の分野においては新しいテーマであり、現在、研究が活発に行われるようになってきた。通信の分野においても、インパルス性雑音か連続性雑音かという雑音の連なり状況が問題となる⁷⁾。

海岸・海洋構造物の安定性に及ぼす波群の影響に関する研究としては、次のものが挙げられる。

① 捨石防波堤の場合

Carstens-Torum-Traetteberg⁸⁾は捨石防波堤の安定実験において、Neumann スペクトルとそれより尖った現地波浪より得られたスペクトルの2種類のスペクトル形を持つ不規則波を用いて、被覆材の被害率および防波堤傾斜部への波の遡上高について調べた。彼らの実験によると、同一の被害率および遡上高となる場合の入射波高は、スペクトルが尖った波群が顕著なケースの方が小さくなる。Johnson-Mansard-Ploeg⁹⁾は、防波堤の安定性に及ぼす波群の効果を水理実験で調べた。波群化した波を作用させた場合には、被覆ブロックのロッキングや移動が激しいが、波群化していない波を作用させた場合はその程度は小さく、防波堤の安定性に波の波群化が影響することを明らかにしている。Carstensらはスペクトル形を変えることによって波群の影響を調べているのに対し、Johnsonらはスペクトル形は同じでも、波群特性が異なる波を用いて波群の影響を調べている。Burcharth¹⁰⁾は、波の連なり状態によって被害率が異なることを示している。

② 波の遡上の場合

Van Ooschot-d'Angremond¹¹⁾は遡上高に及ぼすスペクトル幅パラメーター ε の影響を調べ、 ε が大きい程（これは一般にスペクトルが広帯域であることを意味するので、波群の程度は小さいものと思われる）、遡上高が大きくなることを示した。この結果は、Carstensらおよび Johnsonらの遡上高に関する実験結果、緩斜面上への遡上高を調べた間瀬・土居・岩垣¹²⁾の実験結果とは異なる。ただし、スペクトル幅パラメーターは波のスペクトル特性を表わすのに適切なパラメーターではなく、また波群の大きさとの関係も明らかではない。岩田・榎

木・信田¹³⁾は遡上高を算定するために、入射波の包絡波形（波の連なり）を考慮している。

③ 越波量の場合

越波に関しては、木村・瀬山・山田¹⁴⁾の研究がある。ゼロアップクロス法で定義した不規則波の個々波の越波量は、波高と周期が等しい規則波の越波量と同じであると仮定し、規則波の越波量式と不規則波の波高・周期の結合確率分布とを組み合わせることで越波量の確率分布を求めるとともに、さらに連の概念を導入して短時間越波量分布を求め、排水設備の能力と堤内地の浸水災害の安全率の算定手法を示した。越波量に及ぼす波群特性の影響を調べた実験的な研究は今のところ見当たらない。

④ 浮体構造物の長周期動揺の場合

Spangenberg¹⁵⁾は、浮体構造物の slow drift oscillation に及ぼす不規則波の波群の影響を調べている。水理実験の結果、水平面内での運動と係留力の低周波領域に波群の影響が大きく表われ、それは最大値を決めるものになること、slow drift oscillation の周期は振幅変調周期 $T_g (= 2\pi / \Delta\omega)$ 、 $\Delta\omega$ はスペクトルをシミュレートした際の隣り合う角周波数の差) に一致していることがわかった。この他、波漂流力をモデル化するのに波の連なりが考慮されている（例えば新井・根角・高木¹⁶⁾）。最近、合田¹⁷⁾はこの問題について整理している。

近年、不規則性を考慮した耐波設計法の確立を目的とし、不規則波浪の浅海域での変形、構造物への波の作用およびその算定法に関する研究がさかんに行われており、これらの研究の成果は昭和 54 年 3 月発刊の『港湾の施設の技術上の基準・同解説』（運輸省港湾局監修）に取り入れられている。

本研究は、不規則波浪の性質でこれまであまり取り上げられず、近年特に注目され始めた波群特性を力学的な観点から調べるが、浅海では波群がどのように変化するかという点を含めた不規則波浪の浅水・碎波変形とともに、入射波の波群特性の影響を考慮しながら、波の最終過程である遡上特性を調べようとするものであり、また、これらに関連するいくつかの計算法や算定法を提案するものである。具体的な内容および構成は次のようである。

第 1 編 不規則波浪の波群特性に関する研究

本編は、不規則波浪の性質として近年注目され出した、波群（波の連なり、wave group）の特性を研究するものである。海岸工学の分野では、ある 1 点における波高の連といった統計量を波のスペクトルとの関連において調べたり、統計理論に基づいた波高の連の確率分布に関する理論的研究ならびに実測値との比較はなされているが、物理的・力学的な議論はほとんどされていない。ここではできるだけ非線形波動理論に基づいた力学的観点から、不規則波浪の波群特性を検討しようとするものである。

第 1 章では、本編の研究目的・方針を述べる。

第2章では、これまでの不規則波浪の波群特性に関する研究を整理し、現在の研究状況を明らかにする。

第3章では、波群の基本単位である単一波群（波束，wave packet）の非線形伝播特性を、実験および非線形 Schrödinger 方程式の数値計算によって調べる。

第4章では、不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化を実験的に調べ、波群特性を表わす種々の統計量の変化特性を力学的な観点から考察する。

第5章では、現地波浪の波群特性について、波の変調不安定理論に基づいて検討するとともに、コスタリカで観測されたうねりの波群構造について、第3章の結果を基に一つの解釈を示す。

第2編 不規則波浪の浅水・碎波変形特性に関する研究

本編は、これまでほとんど調べられていない浅海域における波群特性の変化も含めて、不規則波浪の浅水・碎波変形特性を実験資料および現地観測資料を解析することによって検討するものである。また、海岸構造物に働く波力の算定、漂砂の直接の外力となる水粒子速度の算定に最も重要な波高については、波別解析法に基づいた不規則波の波高変化計算法を提案する。

第1章では、本編の目的、従来の研究および研究方針を述べる。

第2章では、一様勾配の海浜における浅水・碎波変形特性、第3章では、複合断面の海浜における浅水・碎波変形特性を調べる。波高については、実測値と波高変化計算法による計算結果と比較する。

第4章では、現地波浪の浅海域における諸特性を、実験結果と比較しながら調べるとともに、本編で提案する波高変化計算法でどの程度実測値を推算できるかを調べる。

第3編 不規則波浪の遡上特性に関する研究

本編は、入射波の波群特性の影響を考慮しながら、緩斜面上における不規則波浪の遡上特性について調べるものである。また、不規則波浪のシミュレーション法、遡上高の算定式を提案する。

第1章では、本編の目的、従来の研究および研究方針を述べる。

第2章では、実験に用いるスペクトルのみならず、波群を考慮した不規則波浪のシミュレーション手法を提案する。ここではまた、数値シミュレーション波の統計的性質を調べるとともに、ここで明らかにされる新しい統計的性質は、現地波浪の場合にも見出されることを示す。

第3章では、波別解析法に基づいて、不規則波浪の遡上特性を解析する。そして、入射波の波群特性の影響の有無を明らかにする。また、不規則波浪の遡上高の算定式を提案する。

第4章では、スペクトル解析法に基づいて、不規則波浪の遡上特性を解析する。ここでは、従来の考察とは異なる新しい観点から遡上波のスペクトルを議論する。

参考文献

- 1) Sverdrup, H.U. and W.H. Munk: Wind, sea and swell, theory of relation for forecasting, U.S. Navy Hydrographic Office, Pub. No. 601, 44p., 1947.
- 2) 合田良実: 不規則性を考慮した設計法について, 港湾技術研究所講演会講演集, pp.1-33, 1971.
- 3) Forristall, G.Z.: On the statistical distribution of wave heights in a storm, Jour. Geophys. Res., Vol. 83, No. C5, pp. 2353-2358, 1978.
- 4) Nolte, K.G. and F.H. Hsu: Statistics of larger waves in a sea state, Proc. ASCE, Vol. 105, No. WW4, pp. 470-474, 1979.
- 5) Pierson, W.J., Jr. and L. Moskowitz: A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigoroskii, Jour. Geophys. Res., Vol. 69, No. 24, pp. 5181-5190, 1964.
- 6) 光易 恒: 風波のスペクトルの発達(2) - 有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について -, 第17回海岸工学講演会論文集, pp.1-7, 1970.
- 7) 宮脇一男: 雑音解析, 朝倉書店, 221p., 1969.
- 8) Carstens, T., A. Torum and A. Traetteberg: The stability of rubble mound breakwaters against irregular waves, Proc. 10th Coastal Eng. Conf., pp. 958-971, 1966.
- 9) Johnson, R.R., E.P.D. Mansard and J. Ploeg: Effects of wave grouping on breakwater stability, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., pp. 2228-2243, 1978.
- 10) Burcharth, H.F.: A comparison of natural waves and model waves with special reference to wave grouping, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., pp. 303-318, 1980.
- 11) Van Oorschot, J.H. and K.d'Angremond: The effect of wave energy spectra on wave run-up, Proc. 11th Coastal Eng. Conf., pp. 888-900, 1968.
- 12) 間瀬 肇・土居宏行・岩垣雄一: 不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 114-118, 1983.
- 13) 岩田好一朗・榎木 亨・信田 亘: 緩斜面上における不規則波の遡上高さおよび遡上周期, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 330-334, 1981.
- 14) 木村 晃・瀬山 明・山田敏彦: 不規則波の短時間越波量の確率特性, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 335-338, 1981.
- 15) Spangenberg, S.: The effect of wave groupnig on slow drift oscillations of an offshore structure, Danish Ship Res. Laboratory, Bul. No. 46, 51p., 1980.
- 16) 新井信一・根角幸明・高木又男: 不規則波中の係留浮体の運動に関する研究, 日本造船学会論文集, 第 140号, pp. 142-151, 1976.
- 17) 合田良実: 浮体係留の諸問題, 昭和59年度水工学シリーズ, B-6, 18p., 1984.

第 1 編

不規則波浪の波群 特性に関する研究

第 1 章 序 論

波群に関する研究としては、大別して次の三つが挙げられる。

- ① 波群の統計的特性
- ② 海岸・海洋構造物の安定性に及ぼす波群の影響
- ③ 波群構造に関する非線形波動理論

構造物を設計・施工する土木技術者にとっては、②の問題が非常に重要である。構造物に作用する外力の算定には既存の理論が使われたり、それが不十分な場合には水理模型実験が行われたりする。②の研究によれば、波群は捨石防波堤の安定性、波の遡上、越波のほか浮体構造物の長周期動揺や係留力等に少なからず影響を及ぼすことがわかってきており、従来のように水理実験において、ただ波のスペクトル形だけを再現した不規則波を用いるのでは不十分であると言える。幸い現在では、スペクトル形のみならず、波の連なり状況まで再現できる不規則波の数値シミュレーション法が開発されている (Funke-Mansard¹⁾, Mase-Kita-Iwagaki²⁾)。したがって次の問題は、どのような波を再現させるべきかという研究、すなわち、複雑な自然現象を把握するために①の研究が必要となる。海岸工学の分野では、波群の特性はこれまで統計的な観点からは調べられているが、力学理論に基づいて波群特性を議論した研究はほとんどない。③の研究は近年めざましく発展してきたものであるが、われわれ海岸工学を専攻する者にとってはなじみが薄く、これらの理論がどのように役に立つかは考えなかった。これらの①から③までの研究は、今のところほとんど関連なく進められている状況にある。

不規則波浪の波群特性の研究は新しく、研究成果が次第に積み重ねられつつある。本編は、不規則波浪の波群特性について、代表的な統計量を取り上げて解析するものであるが、統計量であってもそれには波の力学機構に支配された特徴が現われているはずであるとの立場から、①と③の研究を結びつけて波群特性を調べようとするものである。

第2章では、波群に関する研究状況を明らかにするため、従来の主な研究を整理する。

第3章では、まず単一波群 (英語では wave packet といわれ、日本語では波束と訳されるが、ここでは単一波群と呼ぶ) を取り上げ、その非線形伝播変形を実験によって、また非線形 Schrödinger 方程式の数値計算によって調べる。これは不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化、およびうねりの波群構造を考察する上で基礎となるものである。深海の場合には、単一波群の伝播変形はすでに調べられているが³⁾、浅海における波群の非線形伝播変形についての研究は少ない。特に、非線形 Schrödinger 方程式の分散係数と非線形係数が異符号となる浅海域での波群の伝播変形は、これまで検討されていない。

第4章では、不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化を調べる。ここでは、不規則波浪の特定の波群に注目して、その包絡波形の伝播変形を実験と非線形 Schrödinger 方程式の数値計算

により調べるとともに、相互相関解析によって SIWEH (Smoothed Instantaneous Wave Energy History) 波形の伝播速度およびその伝播に伴う変形を調べる。また Groupiness Factor, 波高の平均連長, スペクトルの伝播に伴う変化を調べるが, これらの統計量の変化特性を力学的観点から議論する。

第5章では, Zakharov方程式を用いて振幅変調周期を算定し, これを現地波浪の振幅変調周期と比較することにより, 波の変調不安定という観点から現地波浪の波群特性を検討するとともに, 第3章の波群の非線形伝播変形特性に基づいてうねりの波群構造を考察する。

参考文献

- 1) Funke, E.R. and E.P.D. Mansard: Synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, National Res. Council of Canada, Hydraulics Laboratory Report, LTR-HY-66, 54p., 1979.
- 2) Mase, H., N. Kita and Y. Iwagaki: Random wave simulation considering wave groups, Coastal Eng. in Japan, Vol.26, pp.61-75, 1983.
- 3) Yuen, H.C. and B.M. Lake: Nonlinear deep water waves: Theory and experiment, Phys. Fluids, Vol.18, No.8, pp.956-960, 1975.

第2章 波群の特性に関する従来の研究

第1節 波群に関する統計的特性

波群の大きさ、程度を表わすパラメーターとして、次に示すいくつかのものが使われる。

波高の連 $j(H_0)$ は、波高の出現値を順に並べて、ある設定値 H_0 を続けて越える波の数であり、高波の繰り返し長さ $Q(H_0)$ は、ある波が H_0 を越えてから次に H_0 を越えるまでの波の数である¹⁾。これらの平均値をそれぞれ波高の平均連長、高波の平均繰り返し長さという。SIWEH は Funke-Mansard²⁾ が提案した平滑化した波エネルギーの時間変化曲線であり、次式で表わされる。

$$E(t) = \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \quad (1.2.1a)$$

$$Q(\tau) = \begin{cases} 1-|\tau|/T_p & |\tau| < T_p \\ 0 & |\tau| \geq T_p \end{cases} \quad (1.2.1b)$$

ここで、 T_p はスペクトルのピーク周期、 $\eta(t)$ は水位変動、 τ はタイムラグ、 $Q(\tau)$ は三角形データウインドーである。この SIWEH は、Mark³⁾ により提案された物理スペクトルを周波数について積分した瞬間パワーの期待値と、データウインドーを同じものに選べば同一であることが間瀬・古室・岩垣⁴⁾ によって示された。SIWEH の変動係数が次式で示す Groupiness Factor である。

$$GF = \sqrt{\frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} \{E(t) - \bar{E}\}^2 dt} / \bar{E} \quad (1.2.2a)$$

$$\bar{E} = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} E(t) dt = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (1.2.2b)$$

ここで、 T_n は波の記録時間、 \bar{E} は SIWEH の平均値である。

スペクトル幅パラメーター ε やスペクトルの尖鋭度パラメーター Q_p は、波高の平均連長や高波の平均繰り返し長さを推定するためのパラメーターとして使われたりする。前後の波高の相関係数 $\gamma_{h_i, h_{i+1}}$ は、それ自身波群の程度を表わすパラメーターとして使われたり、波高の連や高波の繰り返し長さの確率分布を規定するパラメーターとして使われたり、また Q_p に関係づけられたりする。なお、スペクトルの尖鋭度パラメーターは Goda¹⁾ によって次式で定義された。

$$Q_p = 2 \int_0^{\infty} f S^2(f) df / \left\{ \int_0^{\infty} S(f) df \right\}^2 \quad (1.2.3)$$

ここで、 f は成分波の周波数、 $S(f)$ は波のエネルギー Spektrum である。 Q_p は通常風の

波で2程度の値となり、スペクトルが尖るほど大きな値をとる。

その他、SIWEH の平均値 \bar{E} を基準として、ゼロアップクロス法で SIWEH の周期を定義することにより波群の繰返し周期が得られる。これは波の振幅変調周期に対応する。

1-1 波高の連長の確率分布の理論

Goda¹⁾ は、波高をランダム変量と仮定した波高の連長の確率分布の理論を出した。Nolte-Hsu⁵⁾⁶⁾ および Ewing⁷⁾ は、Rice⁸⁾ に始まった包絡波形の解析を利用して波高の連の確率分布の理論を示した。Kimura⁹⁾ は、波高の時系列を単純マルコフ過程と仮定した（前後の波高の相関を考慮した）連の確率分布の理論を提案している。

Elger-Guza-Seymour¹⁰⁾ は、従来の連の理論の誘導過程に含まれる矛盾点を述べている。すなわち、① Goda の理論は、前後の波高に相関がないというランダム統計理論を基にしているので、それは波の場を広帯域スペクトルと仮定していることになる。それにもかかわらず、ある設定値を越える波高の超過確率を求める際には、狭帯域スペクトルの仮定による Rayleigh 分布を用いている。② Nolteらは、波の場が狭帯域スペクトルの場合に適用できる包絡波形を解析する手法を用いて、ある設定値を越える平均継続時間を求めたが、個々の継続時間の超過確率は指数関数的に減少すると仮定した（これはポアソン過程を仮定したことになる）のは、波の場を広帯域スペクトルと仮定したことになる。③ Kimura の理論は前後の波高の相関のみを考え、2波以上離れた波高の相関は無視している。波の場が狭帯域スペクトルの場合には、2波以上離れた波高の相関が大きくなっていくので、この理論はある程度広帯域スペクトルの場合に対して適応できるものである。しかし、推移確率を求めるのに使った2次元 Rayleigh 分布は、狭帯域スペクトルの仮定によるものである。また、2次元 Rayleigh 分布に含まれる相関パラメータを決めるためには、前後の波高の相関係数 $\gamma_{h_i, h_{i+1}}$ が必要であり、Kimura はほぼスペクトルの尖鋭度パラメータから求められるとしているが、Elgerらはスペクトルの尖鋭度パラメータは適切なパラメータではないことを示している。したがって、直接水位変動記録から $\gamma_{h_i, h_{i+1}}$ を求める必要がある。

Longuet-Higgins¹¹⁾ は、Kimura の理論を拡張して、相関パラメータを直接周波数スペクトルと結びつけている。

1-2 現地波浪の波群の統計的特性

Wilson-Baird¹²⁾ はカナダ東部沿岸、Rye¹³⁾ はノルウェー西部、合田・永井¹⁴⁾ は日本の各港湾において得られた波浪観測記録を用いて、Goda の連の理論値や、数値シミュレーションによって得られる波高の平均連長と、観測値とを比較したりしている。これらの研究によると、実際の波浪の波高の連長は Goda の理論値より大きいこと¹²⁾¹³⁾、あるいは数値シミュレーション結果よりも大きくなる傾向があること¹⁴⁾、Storm の発達期の方が減衰期よりも前後の波高の相関係数や平均連長が大きいこと¹³⁾ が報告されている。Burcharth¹⁵⁾ は、現地波

浪とそのスペクトル形を実験水槽内でシミュレートした波浪とを用いて、それらの波高の連長の出現率を比較し、両者が比較的一致する場合と、現地波浪の方が大きくなる場合があることを示した。

Elgerらは、従来のどの理論もよくないことから、現地観測結果と理論結果との比較はしないで、現地波浪のスペクトルに対し100組の不規則波をシミュレートし、それらの波高の連長の出現率や平均連長の統計的変動を考慮しながら、現地波浪の波群特性を線形フーリエ成分波の重ね合わせで説明できるかどうか重点を置いて調べた。そして、碎波の影響のない場合には成分波の線形重ね合わせで現地波浪の波群特性を再現できるが、碎波の影響が含まれる浅海波浪については、成分波の線形重ね合わせでは説明し得ないことを示した。

浅海における波群特性の変化は Mase-Iwagaki¹⁶⁾、岩垣・間瀬・古室¹⁷⁾ および Thompson-Seelig¹⁸⁾ によって調べられている。間瀬らおよび Thompsonらの共通する結果は、碎波帯のある地点で波高の平均連長や高波の平均繰返し長さが極大となることである。また、波群特性を調べるために、波高の連長と Groupiness Factor の二つのパラメーターを使わなければならないとしていることである。

第2節 波群に関する非線形波動理論

2-1 波の非線形共鳴干渉と Benjamin-Feirの波の不安定

波の基礎方程式の境界条件は非線形である。3次のオーダーの解析になると、互いに干渉しあって別の第4の波に連続的にエネルギーが移行する三つの波の組み合わせがあることが Phillips¹⁹⁾ によって示された。

これと似た現象が Benjamin-Feir²⁰⁾ の波の不安定といわれるものである。振幅 α_0 、位相角 $\theta = k_0 x - \sigma t$ を持つ Stokes 波を発生させる時、基本波とわずかに異なる位相角を持つ攪乱波が付随する場合を考える。攪乱波の振幅は ε_1 と ε_2 で α_0 に比べて非常に小さいとし、その位相角 θ_1 および θ_2 は

$$\theta_1 = k_0(1-\kappa)x - \omega_0(1-\delta)t - \gamma_1 \quad (1.2.4a)$$

$$\theta_2 = k_0(1+\kappa)x - \omega_0(1+\delta)t - \gamma_2 \quad (1.2.4b)$$

のように基本波をはさんでわずかにずれているものとする。基本波二つと攪乱波一つの干渉の結果、振幅が $\alpha_0^2 \varepsilon_1$ および $\alpha_0^2 \varepsilon_2$ に比例する次の位相角を持つ波ができる。

$$2\theta_0 - \theta_1 = k_0(1+\kappa)x - \omega_0(1+\delta)t + \gamma_1 = \theta_2 + (\gamma_1 + \gamma_2) \quad (1.2.5a)$$

$$2\theta_0 - \theta_2 = k_0(1-\kappa)x - \omega_0(1-\delta)t + \gamma_2 = \theta_1 + (\gamma_1 + \gamma_2) \quad (1.2.5b)$$

もし、 $\gamma_1 + \gamma_2 = \text{const.}$ なら共鳴干渉が起こる。特に、 $\text{const.} \neq 0, \pi$ の場合、位相角 θ_1 ,

θ_2 を持つ攪乱波にエネルギーが移行し、発生させようとした Stokes 波は一定振幅を保てなくなる（攪乱波の振幅は指数関数的に増加していく）。これを Benjamin-Feir の不安定という。波が不安定になる条件は、

$$0 < \delta \leq \sqrt{2}k_0a_0 \quad (1.2.6)$$

で与えられ、波が最も不安定となる条件は次のようである。

$$\delta = k_0a_0 \quad (1.2.7)$$

ただし、これらは深海の場合である。その結果、振幅変調周期が $2\pi/(\delta\omega_0)$ なる群波（波群構造）が形成される。任意水深の場合も Benjamin²¹⁾によって扱われ、 $kh > 1.36$ （ h は水深）の場合に Stokes 波は変調不安定となることが示された。

2-2 非線形 Schrödinger方程式と波群構造

非線形 Schrödinger方程式は弱非線形波列の包絡波形の時間発展（time evolution）を記述する（Benney-Newell²²⁾、Zakharov²³⁾、Hasimoto-Ono²⁴⁾、Davey-Stewartson²⁵⁾、Yuen-Lake²⁶⁾、Mei²⁷⁾）。ただし、研究の対象は深海波の場合が多い。この方程式からも 2-1 で述べた波の変調不安定を調べることができる。この他にも非線形 Schrödinger方程式は非常に興味深い解の特性を有している。

3次オーダーの非線形 Schrödinger方程式の分散係数と非線形係数が同符号の場合、局在化した攪乱の時間発展は逆散乱法で解析的に解くことができ、その解析結果としていくつかの安定な包絡ソリトン(envelope soliton)としばしば(tail)に分裂することが示され（Zakharov-Shabat²⁸⁾）、実験的にも確かめられている（Yuen-Lake²⁶⁾）。

一定振幅を持つ波列の場合には、数値計算によって一定波列に攪乱を加えて時間発展を調べ、FPU 再帰現象が見られることがわかった。これは実験的にも確かめられているが、初期波形勾配が大きくて、部分的に碎波が生じる条件下では完全な再帰現象は見られず、搬送周波数が低周波数側へ移行する（Lake-Yuen-Rungaldier-Ferguson²⁹⁾、Melville³⁰⁾）。Su³¹⁾の一定振幅を持つ有限長さの単一波群の伝播変形の実験によると、初期波形勾配が小さい時でも搬送周波数が低周波数側に移行し、形成される包絡ソリトンは搬送周波数が小さいほど大きな振幅となる。Lo-Mei³²⁾は、Dysthe³³⁾が誘導した4次オーダーの非線形 Schrödinger方程式の数値計算により、Suの実験結果の説明を試みている。

任意水深（ただし、一定水深）の非線形 Schrödinger方程式は Hasimoto-Ono²⁴⁾、Davey-Stewartson²⁵⁾、Mei²⁷⁾によって求められている。それによると、Stokes 波は $kh > 1.36$ で不安定になることが示されるが、これは Benjamin²¹⁾の結果と同じである。

波の変調不安定の解析に当り、非線形 Schrödinger方程式を2次元に拡張すると不都合なこ

とが起こる。そのため2次元の場合、Zakharov方程式が用いられる(Zakharov²³⁾, Crawford-Lake-Saffman-Yuen³⁴⁾, Stiassnie-Shemer³⁵⁾)。1次元の場合、非線形 Schrödinger方程式では考慮できない有限振幅性が考慮できる(Crawford et.al³⁴⁾)。他に Stokes 波の分岐解が導かれる(Saffman-Yuen³⁶⁾)。

傾斜海浜上での非線形 Schrödinger方程式は Stiassnie³⁷⁾, Mei²⁷⁾, 土屋・山下・安田・芝野³⁸⁾ が取り扱っている。

ここに述べた研究は、近年発展が目ざましいが、海岸工学の分野ではあまり知られていない。

参考文献

- 1) Goda, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.9, No.3, pp.3-57, 1970.
- 2) Funke, E.R. and E.P.D. Mansard: Synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, National Res. Council of Canada, Hydraulics Laboratory Report, LTR-HY-66, 54p., 1979.
- 3) Mark, W.D.: Spectral analysis of the convolution and filtering of nonstationary stochastic processes, Jour. Sound Vib., Vol.11, No.1, pp.19-63, 1970.
- 4) 間瀬 肇・古室健史・岩垣雄一: 伝播に伴う Wave Group 特性の変化, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.158-162, 1984.
- 5) Nolte, K.G. and F.H. Hsu: Statistics of ocean wave groups, Prepr. 4th OTC, No.1688, 1973.
- 6) Nolte, K.G. and F.H. Hsu: Statistics of larger waves in a sea state, Proc. ASCE, Vol.105, No.WW4, pp.470-474, 1979.
- 7) Ewing, J.A.: Mean length of runs of high waves, Jour. Geophys. Res., Vol.78, No.12, pp.1933-1936, 1973.
- 8) Rice, S.O.: 雑音理論 (宮脇一男・他訳), 電気書院, 206p., 1955.
- 9) Kimura, A.: Statistical properties of random wave groups, Proc. 17th Coastal Eng. Conf., pp.2955-2973, 1980.
- 10) Elgar, S., R.T. Guza and R.J. Seymour: Groups of waves in shallow water, Jour. Geophys. Res., Vol.89, No.C3, pp.3623-3634, 1984.
- 11) Longuet-Higgins, M.S.: Statistical properties of wave groups in a random sea state, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A, Vol.312, pp.219-250, 1984.
- 12) Wilson, J.R. and W.F. Baird: A discussion of some measured wave data, Proc. 13th

- Coastal Eng. Conf., pp.113-130, 1972.
- 13) Rye,H.: Wave group formation among storm waves, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., pp.163-183, 1974.
 - 14) 合田良実・永井康平: 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, 第13巻第1号, pp.3-37, 1974.
 - 15) Burcharth,H.F.: A comparison of natural waves and model waves with special reference to wave grouping, Proc.18th Coastal Eng. Conf., pp.303-318, 1980.
 - 16) Mase,H. and Y.Iwagaki: Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc.18th Coastal Eng. Conf., pp.58-76, 1982.
 - 17) 岩垣雄一・間瀬 肇・古室健史: 不規則波の碎波変形特性に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第26号B-2, pp.559-575, 1983.
 - 18) Thompson,E.F. and W.N.Seelig: High wave grouping in shallow water, Proc. ASCE, Vol.110, No.2, pp.139-157, 1984.
 - 19) Phillips,O.M.: On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude Part 1. The elementary interaction, Jour. Fluid Mech., Vol.9, pp.193-217, 1960.
 - 20) Benjamin,T.B. and J.E.Feir : The disintegration of wave trains on deep water, Part. 1 Theory, Jour. Fluid Mech., Vol.27, pp.417-430, 1967.
 - 21) Benjamin,T.B.: Instability of periodic wavetrains in nonlinear dispersive systems, Proc. Royal Soc. Lond. A299, pp.59-75, 1967.
 - 22) Benney,D.J. and A.C.Newell: The propagation of nonlinear wave envelopes, Jour. Math. Phys., Vol.46, pp.133-139, 1967.
 - 23) Zakharov,V.E.: Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid, Jour. Appl. Mech. Tech. Phys. (Engl. Transl.) 2, pp.190-194, 1968.
 - 24) Hasimoto,H. and H.Ono: Nonlinear modulation of gravity waves, Jour. Phys. Soc. Japan, Vol.33, No.3, pp.805-811, 1972.
 - 25) Davey,A. and K.Stewartson: On three-dimensional packets of surface waves, Proc. Roy. Soc. Lond. A338, pp.101-110, 1974.
 - 26) Yuen,H.C. and B.M.Lake: Nonlinear deep water waves: Theory and experiment, Phys.Fluids, Vol.18, No.8, pp.956-960, 1975.
 - 27) Mei,C.C.: The applied dynamics of ocean surface waves, Wiley, 740p., 1983.
 - 28) Zakharov,V.E. and A.B.Shabat: Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulating waves in nonlinear media, Sov. Phys. -JETP(Engl.

- Transl.)65, pp.997-1011, 1972.
- 29) Lake,B.M., H.C.Yuen, H.Rurgaldier and W.E.Ferguson,Jr.: Nonlinear deep-water waves: Evolution of a continuous wavetrain, Jour. Fluid Mech., Vol.83, pp.49-74, 1977.
 - 30) Melville,W.K.: The instability and breaking of deep-water waves, Jour. Fluid Mech., Vol.115, pp.165-185, 1982.
 - 31) Su,M.Y.: Evolution of groups of gravity waves with moderate to high steepness, Phys. Fluids, Vol.25, No.12, pp.2167-2174, 1982.
 - 32) Lo,E. and C.C.Mei: A numerical study of water-waves modulation based on a high-order nonlinear Schrödinger equation, Jour. Fluid Mech., Vol.150, pp.395-416, 1985.
 - 33) Dysthe,K.B.: Note on a modification to the nonlinear Schrödinger equation for application to deep water waves, Proc. Roy. Soc. Lond. A369, pp.105-114, 1979.
 - 34) Crawford,D.R., B.M.Lake, P.G.Saffman and H.C.Yuen: Stability of weakly nonlinear deep water waves in two and three dimensions, Jour. Fluid Mech., Vol.105, pp.177-191, 1981.
 - 35) Stiassnie,M. and L.Shemer: On modifications of the Zakharov equation for surface gravity waves, Jour. Fluid Mech., Vol.143, pp.47-67, 1984.
 - 36) Saffman,P.G. and H.C.Yuen: Bifurcation and symmetry breaking in nonlinear dispersive waves, Phys. Rev. Lett., Vol.44, pp.1097-1100, 1980.
 - 37) Stiassnie,M.: Deviation of the nonlinear Schrödinger equation for shoaling wave groups, Jour. Appl. Math. Phys. (ZAMP), pp.534-544, 1983.
 - 38) 土屋義人・山下隆男・安田考志・芝野真次: 非線形波の変調と波群, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.179-183, 1985.

第3章 単一波群の非線形伝播特性

第1節 概 説

不規則波浪の波群特性は、これまで主に統計的な観点から考察されてきたが、最近では非線形波動理論に基づいて考察されるようになってきた（間瀬・古室・岩垣¹⁾，間瀬・岩垣²⁾）。基礎となる波動理論としては、非線形 Schrödinger 方程式や Zakharov 方程式が挙げられる。

分散係数と非線形係数が同符号，すなわち， $kh > 1.36$ の場合の非線形 Schrödinger 方程式の局在化した攪乱に対する Zakharov-Shabat³⁾ の解析結果を，Yuen-Lake⁴⁾ は次のように整理している。①任意形状の包絡波形は，伝播に伴い，いくつかの包絡ソリトンと振動するしっぽに分裂する。②形成される包絡ソリトンは初期条件によって決まる。③包絡ソリトンが形成されるまでの時間は，初めの攪乱の包絡波形の長さに比例し，振幅に反比例する。④包絡ソリトンは安定であり，他の包絡ソリトンとの衝突や追いこしに対しても，位相が変化するだけである。⑤しっぽは相対的に小さく，時間の経過とともに減衰する。

Yuenらは前述の解析結果を実験的に調べ，包絡ソリトンはほとんど変化しないで伝播するが，その他の単一波群はやがて数個の包絡ソリトンに分裂すること，また包絡ソリトンは衝突などに対して安定であることを確かめた。また，単一波群の包絡波形の伝播に伴う変化を非線形 Schrödinger 方程式の数値計算結果と比較し，良く一致することを示した。

Su⁵⁾ は，一定振幅を持つ有限長さの単一波群の伝播変形を，長さ 137m の長い水槽を用いて実験的に調べた。Lo-Mei⁶⁾ は 4 次のオーダーの非線形 Schrödinger 方程式の数値計算により，Su の実験結果の説明を試みている。これらの研究はすべて深海の場合を対象としたものである。

本章は，伝播に伴う不規則波浪の波群特性の変化やうねりの波群構造を考察するための基礎として，深海の場合のみでなく，一定水深の浅海域を伝播する単一波群の伝播変形を実験によって，また非線形 Schrödinger 方程式の数値計算によって調べようとするものである。特に，非線形 Schrödinger 方程式の分散係数と非線形係数が異符号となる浅海域における波群の伝播変形は，これまで調べられていない。

第2節では，解析の基礎理論となる包絡波形の変化を支配する非線形 Schrödinger 方程式を示す。

第3節では，実験装置と実験方法を説明する。

第4節では，単一波群の伝播変形の実験結果を示し，その特徴を考察するとともに，非線形 Schrödinger 方程式の数値計算を行い，その結果を実験結果と比較・検討する。

第5節は，この章の主要な結果を整理し，結びとする。

第2節 解析の基礎とする非線形 Schrödinger 方程式

この節では波の包絡波形の時間発展を記述する非線形 Schrödinger 方程式を示す。ただし、一方向伝播の場合に限る。誘導法は Mei⁷⁾ に詳しいが、ここでは multiple scale 法において定義のあいまいな微小パラメーター ε が陽な形で現われないように、最終結果を表現し直すことにする。

解くべき基礎方程式および境界条件（ただし、波形勾配の3次のオーダーまでの近似式）は次のようである。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.3.1a)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=0} + \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right\}_{z=0} + \left(\frac{\partial}{\partial t} u^2 \right)_{z=0} \\ & + \frac{\eta^2}{2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right\}_{z=0} + \eta \left(\frac{\partial^2}{\partial t \partial z} u^2 \right)_{z=0} \\ & + \frac{1}{2} (u \cdot \nabla u^2)_{z=0} + \dots = 0 \end{aligned} \quad (1.3.1b)$$

$$\begin{aligned} -g\eta &= \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=0} + \eta \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial z} \right)_{z=0} + \left(\frac{u^2}{2} \right)_{z=0} \\ & + \frac{\eta^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_{z=0} + \eta \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{u^2}{2} \right)_{z=0} + \dots \end{aligned} \quad (1.3.1c)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad z = -h \quad (1.3.1d)$$

ここで、 ϕ は速度ポテンシャル、 \mathbf{u} は (u, w) なる速度ベクトル、 η は自由表面の変位、 h は水深、 g は重力加速度、 z は静水面を0とし、鉛直上方を正としている。式(1.3.1a)はラプラスの式、式(1.3.1b)は自由表面での力学的条件と運動学的条件から $\partial \eta / \partial t$ を消去したもの、式(1.3.1c)はベルヌーイ式を静水面のまわりにテイラー展開したものであり、式(1.3.1d)は底面条件である。

ここで微小パラメーター ε を用いて、時空間においてスケールの異なる独立変数を次のように定義する。

$$\frac{dx_0}{dx} = 1, \quad \frac{dx_1}{dx} = \varepsilon, \quad \frac{dx_2}{dx} = \varepsilon^2, \quad \dots \quad (1.3.2a)$$

$$\frac{dt_0}{dt} = 1, \quad \frac{dt_1}{dt} = \varepsilon, \quad \frac{dt_2}{dt} = \varepsilon^2, \quad \dots \quad (1.3.2b)$$

これらの変数を用いて、速度ポテンシャル ϕ および自由表面 η を次のように表わす。

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \phi_n \quad (1.3.3a)$$

$$\eta = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \eta_n \quad (1.3.3b)$$

ここで、

$$\phi_n = \phi_n(x_0, x_1, x_2, \dots, z, t_0, t_1, t_2, \dots) \quad (1.3.4a)$$

$$\eta_n = \eta_n(x_0, x_1, x_2, \dots, t_0, t_1, t_2, \dots) \quad (1.3.4b)$$

である。また、速度ポテンシャル ϕ_n および自由表面 η_n を次のように調和成分の和で表わす。

$$\phi_n = \sum_{m=-n}^n \phi_{nm} e^{im(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} \quad (1.3.5a)$$

$$\eta_n = \sum_{m=-n}^n \eta_{nm} e^{im(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} \quad (1.3.5b)$$

元の時空間の独立変数 x, t による微分は、 $x_0, x_1, x_2, \dots, t_0, t_1, t_2, \dots$ による微分と次の関係で結びついている (x についてのみ示すが、 t についても同様である)。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_0} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \dots \quad (1.3.6a)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_0^2} + 2\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial x_0 \partial x_1} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x_0 \partial x_2} \right) + \dots \quad (1.3.6b)$$

式(1.3.6) の関係を用い、式(1.3.1) に現われる微分をかきかえる。これらの変形された方程式に式(1.3.3), (1.3.5)を代入し、微小パラメーター ε の次数、また m の次数ごとに解を求めていく。

第1次近似 ($n = 1$ の場合) の速度ポテンシャルと自由表面は次のようになる。

$$\phi_1 = \phi_{10} - \frac{g \cosh k_0(h+z)}{2\omega_0 \cosh k_0 h} \{ iAe^{i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \} \quad (1.3.7a)$$

$$\eta_1 = \frac{1}{2} \{ Ae^{i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \} \quad (1.3.7b)$$

$$\varphi_{10} = \varphi_{10}(x_1, x_2, \dots, t_1, t_2, \dots) = \varphi_{10}^* \quad (1.3.7c)$$

$$A = A(x_1, x_2, \dots, t_1, t_2, \dots) \quad (1.3.7d)$$

$$\omega_0^2 = gk_0 \tanh k_0 h \quad (1.3.7e)$$

ここで、*は共役複素数を表わす。 φ_{10} と A は、搬送波の時空間変化に比べてゆるやかに変化する関数である。これらを支配する方程式が別の条件から求められる。

第2次近似 ($n=2$ の場合) の速度ポテンシャル φ_2 と自由表面 η_2 は次のようになる。

$$\begin{aligned} \varphi_2 = \varphi_{20} - \frac{\omega_0 (h+z) \sinh k_0 (h+z)}{2k_0 \sinh k_0 h} \left\{ \frac{\partial A}{\partial x_1} e^{i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \right\} \\ - \frac{3 \omega_0 \cosh 2k_0 (h+z)}{16 \sinh^4 k_0 h} \{ i A^2 e^{2i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \} \end{aligned} \quad (1.3.8a)$$

$$\begin{aligned} \eta_2 = \left(-\frac{1}{g} \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial t_1} - \frac{k_0}{2 \sinh 2k_0 h} |A|^2 \right) + \frac{1}{2\omega_0} \left\{ i \frac{\partial A}{\partial t_1} e^{i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \right\} \\ - \frac{k_0 h \sinh k_0 h}{2k_0 \cosh k_0 h} \left\{ i \frac{\partial A}{\partial x_1} e^{i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \right\} \\ + \frac{k_0 \cosh k_0 h (2 \cosh^2 k_0 h + 1)}{8 \sinh^3 k_0 h} \{ A^2 e^{2i(k_0 x_0 - \omega_0 t_0)} + * \} \end{aligned} \quad (1.3.8b)$$

$$\varphi_{20} = \varphi_{20}(x_1, x_2, \dots, t_1, t_2, \dots) = \varphi_{20}^* \quad (1.3.8c)$$

また、解を持つための条件 (solvability condition) から、包絡波形 A に対する支配方程式が次のように求められる。

$$\frac{\partial A}{\partial t_1} + C_g \frac{\partial A}{\partial x_1} = 0, \quad C_g = \frac{\partial \omega_0}{\partial k_0} \quad (1.3.9)$$

$n=3$ の場合に、 φ_{10} と A に対する支配方程式はそれぞれ次のように求められる。

$$\frac{\partial^2 \varphi_{10}}{\partial t_1^2} - g h \frac{\partial^2 \varphi_{10}}{\partial x_1^2} = \frac{\omega_0^3 \cosh^2 k_0 h}{2k_0 \sinh^2 k_0 h} (AA^*)_{x_1} - \frac{\omega_0^2}{4 \sinh^2 k_0 h} (AA^*)_{t_1} \quad (1.3.10a)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t_2} + C_g \frac{\partial A}{\partial x_2} + i \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial x_1^2} \right.$$

$$+ \frac{\omega_0 k_0^2 (\cosh 4k_0 h + 8 - 2 \tanh^2 k_0 h)}{16 \sinh^4 k_0 h} |A|^2 A$$

$$- \left(\frac{k_0^2}{2\omega_0 \cosh^2 k_0 h} \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial t_1} - k_0 \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial x_1} \right) A \} = 0 \quad (1.3.10b)$$

$$- \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2} \right) = \frac{C_g^2}{2\omega_0} - \frac{\omega_0 h \cosh^2 k_0 h}{k_0 \sinh 2k_0 h} + \frac{h \sinh k_0 h}{\cosh k_0 h} C_g > 0 \quad (1.3.10c)$$

Mei は式(1.3.10)から、非線形 Schrödinger 方程式を誘導している。

ここでは、元の時空間の独立変数 x, t で非線形 Schrödinger 方程式を表わすことにする。包絡波形 A は搬送波の変化に比べてゆっくり変化する関数であるので、 x_0 および t_0 での微分は 0 となり、次式が恒等的に成り立つ。

$$\frac{\partial A}{\partial t_0} + C_g \frac{\partial A}{\partial x_0} = 0 \quad (\because \frac{\partial A}{\partial t_0} = \frac{\partial A}{\partial x_0} = 0) \quad (1.3.11)$$

式(1.3.11)に ε 、式(1.3.9)に ε^2 、式(1.3.10b)に ε^3 を乗じて加え合わせると、

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t_0} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial t_2} \right) \varepsilon A + C_g \left(\frac{\partial}{\partial x_0} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial x_2} \right) \varepsilon A \\ & + i \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2} \right) (\varepsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}) \varepsilon A \\ & + i \frac{\omega_0 k_0^2 (\cosh 4k_0 h + 8 - 2 \tanh^2 k_0 h)}{16 \sinh^4 k_0 h} |\varepsilon A|^2 \varepsilon A \\ & - i \varepsilon^2 \left(\frac{k_0^2}{2\omega_0 \cosh k_0 h} \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial t_1} - k_0 \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial x_1} \right) \varepsilon A = 0 \end{aligned} \quad (1.3.12)$$

となる。左辺の $\partial \varphi_{10} / \partial t_1$ と $\partial \varphi_{10} / \partial x_1$ は $\xi = x_1 - C_g t_1$ 、 $\tau = \varepsilon t_1$ による変数変換を行って変形し、また式(1.3.6) の関係を用いて上式を書き直すと、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \varepsilon A}{\partial t} + C_g \frac{\partial \varepsilon A}{\partial x} + i \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2} \right) \frac{\partial^2 \varepsilon A}{\partial x^2} \\ & + i \frac{\omega_0 k_0^2 (\cosh 4k_0 h + 8 - 2 \tanh^2 k_0 h)}{16 \sinh^4 k_0 h} |\varepsilon A|^2 \varepsilon A \\ & - i \frac{\omega_0 (2\omega_0 \cosh^2 k_0 h + k_0 C_g)^2}{2 \sinh^2 2k_0 h (gh - C_g^2)} |\varepsilon A|^2 \varepsilon A \\ & - i \varepsilon^2 \left\{ \frac{k_0^2}{2\omega_0 \cosh^2 k_0 h} \left\{ \varepsilon \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial \tau} - C_g S(\tau) - C_g \cdot O(\varepsilon) \right\} \right. \\ & \left. - k_0 \{ S(\tau) + O(\varepsilon) \} \right\} \varepsilon A = 0 \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

となる。ここで εA を改めて A' とおくと、

$$-i\left(\frac{\partial A'}{\partial t} + C_g \frac{\partial A'}{\partial x}\right) + \alpha \frac{\partial^2 A'}{\partial x^2} + \beta |A'|^2 A' + O(\epsilon^2 A') = 0 \quad (1.3.14a)$$

$$\alpha = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2} \quad (1.3.14b)$$

$$\beta = \frac{\omega_0 k_0^2}{16 \sinh^4 k_0 h} (\cosh 4k_0 h + 8 - 2 \tanh^2 k_0 h) - \frac{\omega_0 (2\omega_0 \cosh^2 k_0 h + k_0 C_g)^2}{2 \sinh^2 2k_0 h (gh - C_g^2)} \quad (1.3.14c)$$

となる。 α は分散係数， β は非線形係数である。添字' は以後省略する。式(1.3.14) は非線形 Schrödinger 方程式と呼ばれる。また式(1.3.7a,b)は， (x_0, t_0) を (x, t) と書き表わし，また A が一定の場合，いわゆる微小振幅波理論の速度ポテンシャルと水位変動を表わしている。

式(1.3.14a) を $\xi = x - C_g t$ ， $\tau = t$ と変数変換すると次のようになる（添字' は省略してある）。

$$-i \frac{\partial A}{\partial \tau} + \alpha \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \beta |A|^2 A = 0 \quad (1.3.15)$$

第2項の分散項と第3項の非線形項がつり合った $A = A(\xi) \exp(-i\nu\tau)$ なる形の解は， $\alpha\beta > 0$ の場合，

$$A = (2\nu/\beta)^{1/2} \operatorname{sech} \{ (\nu/\alpha)^{1/2} \xi \} \exp(-i\nu\tau) \quad (1.3.16)$$

となり， $\alpha\beta < 0$ の場合，

$$A = (\nu/\beta)^{1/2} \tanh \{ (-\nu/2\alpha)^{1/2} \xi \} \exp(-i\nu\tau) \quad (1.3.17)$$

となる (Hasimoto-Ono⁸⁾，谷内・西原⁹⁾，Mei⁷⁾)。式(1.3.16)は包絡ソリトン (envelope soliton)，式(1.3.17)は phase jump と言われる。

第3節 実験装置および実験方法

3-1 実験装置

実験は，京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている，長さ 27m，幅 50cm，深さ 75cm の両面ガラス張り水槽で行った。この水槽の一端には電気油圧式不規則波発生機¹⁰⁾（島津製作所製）が設置されている。図-1.3.1 は実験装置の概要図である。

単一波群の伝播変形の実験は，水深が 50cm，30cm および 15cm の3種類の水深について

行うが、水深が 15cm と小さい場合には、小さな波しか造波できないので次のような工夫をした。造波板から 1m までは水深を 50cm とし、それより後の部分に足場を作って、その上に鉄のアンクルで補強した幅 48cm、長さ 4m のジュラルミンの板を水平に 5 枚並べた。水深は水平板の足場の高さを変えることによって調整した。ジュラルミンの底板の前面には約 45° の傾斜板を設置した。水槽側壁とジュラルミン底板の隙間は布ガムテープを貼り、隙間を通しての水の移動を防いだ。水深を 50cm とする実験は、足場およびジュラルミンの底板を取り除いて行った。水槽の他端には、勾配 1/3 のアルミメッシュ製斜面の上に厚さ 10cm のステラシートを 2 重に敷いたものを設置し、波の反射を防いだ。

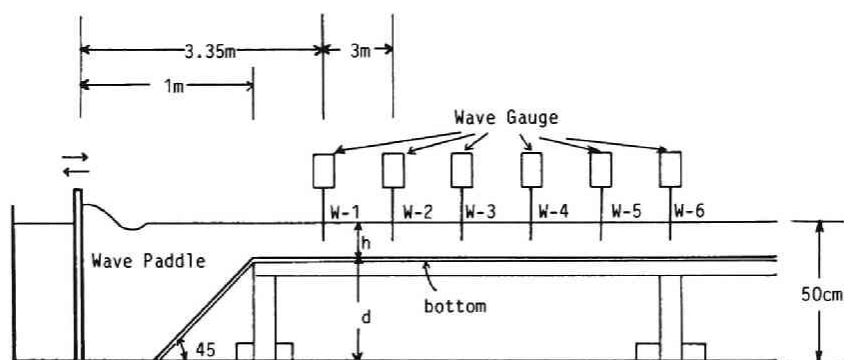


図-1.3.1 実験装置概要図

水位変動は 6 台の容量式波高計（計測技研製）を用いて測定した。これらを造波板から 3.35m 離れた地点を始点として 3m 間隔で設置した（W-1 ～ W-6）。

水位変動記録の収録には、7 チャンネルカセットデータレコーダー（TEAC 製）と 6 チャンネルペン書きレコーダー（渡辺測器製）を用いた。造波信号は、4 チャンネルデータレコーダー（TEAC 製）から不規則波発生装置の外部入力端子につないで入力した。

3-2 実験方法

実験に先立って、sin 型および soliton 型単一波群を実験水槽内で発生させるための造波信号を作成した。

sin 型波群は、次式に示すように、包絡波形が 1/2 周期の正弦波とし、その中の成分波は正弦波とした。

$$\eta(t) = \sin(2\pi ft) \times \sin(\pi ft/n)$$

$$0 \leq t \leq n/f \quad (n: \text{INTEGER}) \quad (1.3.18)$$

ここで、 f は成分波の周波数であり、0.8Hz から 0.1Hz おきに 3.0Hz までの 23 ケースとした。また、 n の値を 10, 15, 20 とし、波群を構成する成分波の数を 10 波、15 波および 20 波とした。

実際には、造波板の変位を式(1.3.18)で与えた。すなわち、 t を 0.001 秒ごとに变化させ、変位量を計算機用磁気テープに書き込んだ後、FACOM U-200 を用いて D-A 変換し、アナログ磁気テープに出力して入力信号とした。

soliton 型波群は、包絡波形が非線形 Schrödinger 方程式の安定解である包絡ソリトンとし、その中の波は正弦波とした。包絡ソリトンの式(1.3.16)は、次のように書き直すことができる。

$$A = a \operatorname{sech} \{ (\alpha^2 \beta / 2\alpha)^{1/2} (x - C_g t) \} \exp(-i\alpha^2 \beta t / 2) \quad (1.3.19)$$

ここで、 a は最大振幅、 α と β は式(1.3.14b,c) の分散係数と非線形係数、 C_g は群速度である。この式から、 a が大きいほど包絡波形の長さは短くなることがわかる。第1次近似の水位変動は次のように表わされる。

$$\eta(t) = a \operatorname{sech} \{ -(\alpha^2 \beta / 2\alpha)^{1/2} C_g t \} \cos(\alpha^2 \beta / 2 + 2\pi f) t \quad (1.3.20)$$

水深 h 、周波数 f を与えると、係数 α 、 β および C_g が決まり、最大振幅 a を与えると水位変動が決まる。周波数 f は 0.8Hz から 0.1Hz おきに 3.0Hz までの 23 ケースとし、水深は 50cm, 30cm および 15cm の 3 ケースとした。それぞれのケースに対して振幅 a は 2.0, 3.0, 4.0, 5.0cm の 4 通りとした。

実際には、造波板の変位を式(1.3.20)で与えた。式(1.3.20)の t の範囲は $|t| \leq 5 / \{ (\alpha^2 \beta / 2\alpha)^{1/2} C_g \}$ として ($\operatorname{sech} 5 \approx 0.01$, すなわち最大振幅の約 1% で打ち切った) , 0.001 秒ごとに計算して、その結果を磁気テープに書き込んだ後 D-A 変換し、入力信号とした。

実験に際しては、目標とした振幅になるように不規則波発生装置の外部入力端子の gain を調整し、波を起こした。造波板を式(1.3.18)および(1.3.20)のように変位させた場合、水位変動は正確には式(1.3.18), (1.3.20)のようにはならないので、得られる包絡波形は目標値とは若干異なる。実験中、波群の伝播の様子を確認するため、ペン書きレコーダーに出力させた。同時に 7 チャンネルカセットデータレコーダーに水位変動を収録した。この記録をサンプリング間隔 0.016 秒で A-D 変換し、その結果を MSS にファイルして後の解析に用いた。

第4節 単一波群の伝播変形の実験結果および力学的考察

4-1 実験結果および考察

図-1.3.2 は、波高計W-1での水位変動記録を用いて、波群を構成する波の数が15波である sin 型波群の全ケースについて、波群中の最大波のアーセル数 $U_r (= HL^2/h^3)$ と無次元峰高 η_{\max}/H を図示したものである。アーセル数が15以上の上下の非対称性の大きいケースが見られるが、大部分は η_{\max}/H が0.6以下であり、波群を構成する個々波の非線形性はあまり卓越しておらず、上下対称の包絡波形が定義できる。

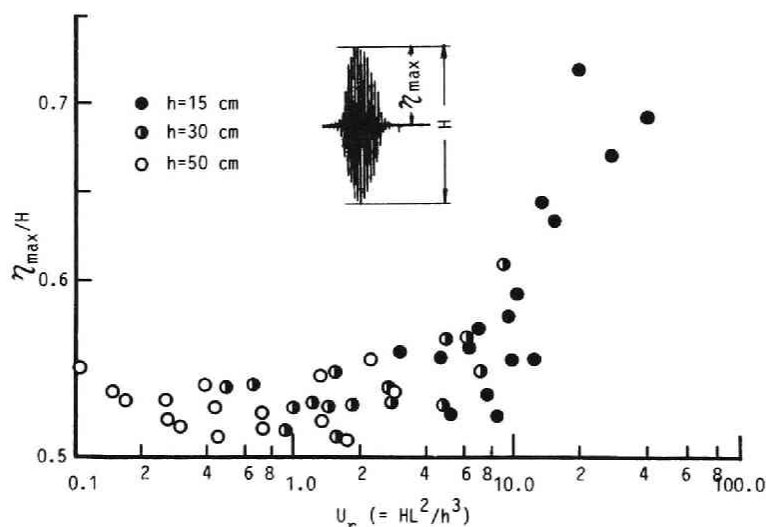


図-1.3.2 実験で得られた波群の特性（波群中の最大波のアーセル数と無次元峰高）

まず、波群の分裂（包絡ソリトンの形成）に関する初期包絡波形の長さや振幅の影響を考察する。図-1.3.3 は、成分波の周波数が1.4Hzの sin 型波群の伝播変形の実験結果を示したものである。(a) は波群の中に含まれる波の数が10波、(b) と (c) は15波、(d) は20波である。(a)、(b) および (d) の最大振幅は約2.6cmであり、(c) は1.9cmである。図-1.3.3(a)、(b) および (d) より、初期包絡波形の長さが短いほど、波群が分裂し始める伝播距離が短いことが見てとれる。また、図-1.3.3の(b)と(c)を比較すると、振幅の大きい(b)の方が早く分裂することがわかる。このように、包絡ソリトンが形成される時間スケールは初期包絡波形の長さに比例し、振幅に反比例するという解析結果を裏付ける実験結果が得られた。

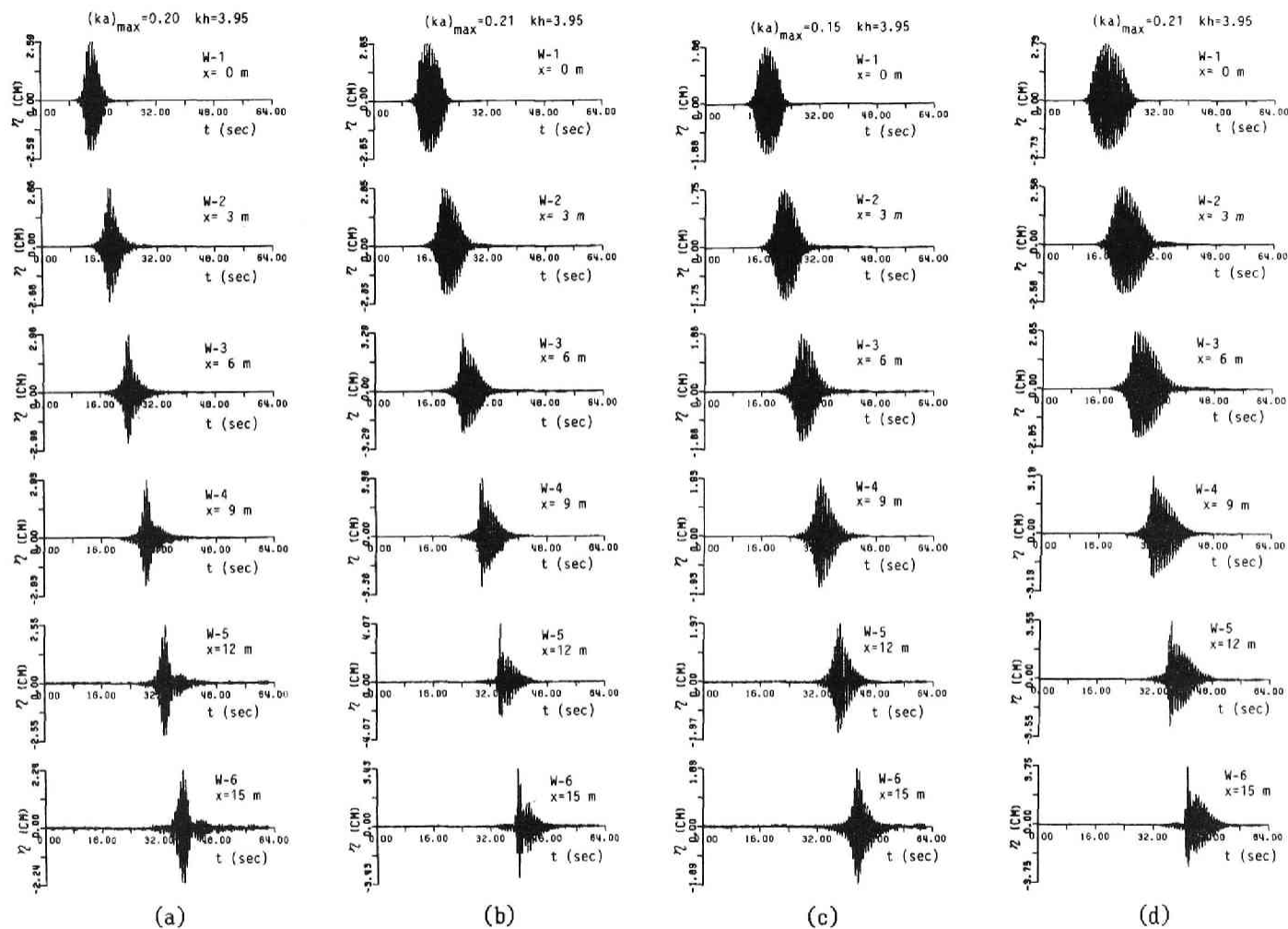


図-1.3.3 波群の分裂に関する初期包絡波形の長さや振幅の影響を調べた伝播変形の実験結果 (sin 型波群, (a) がいちばん早く分裂している)

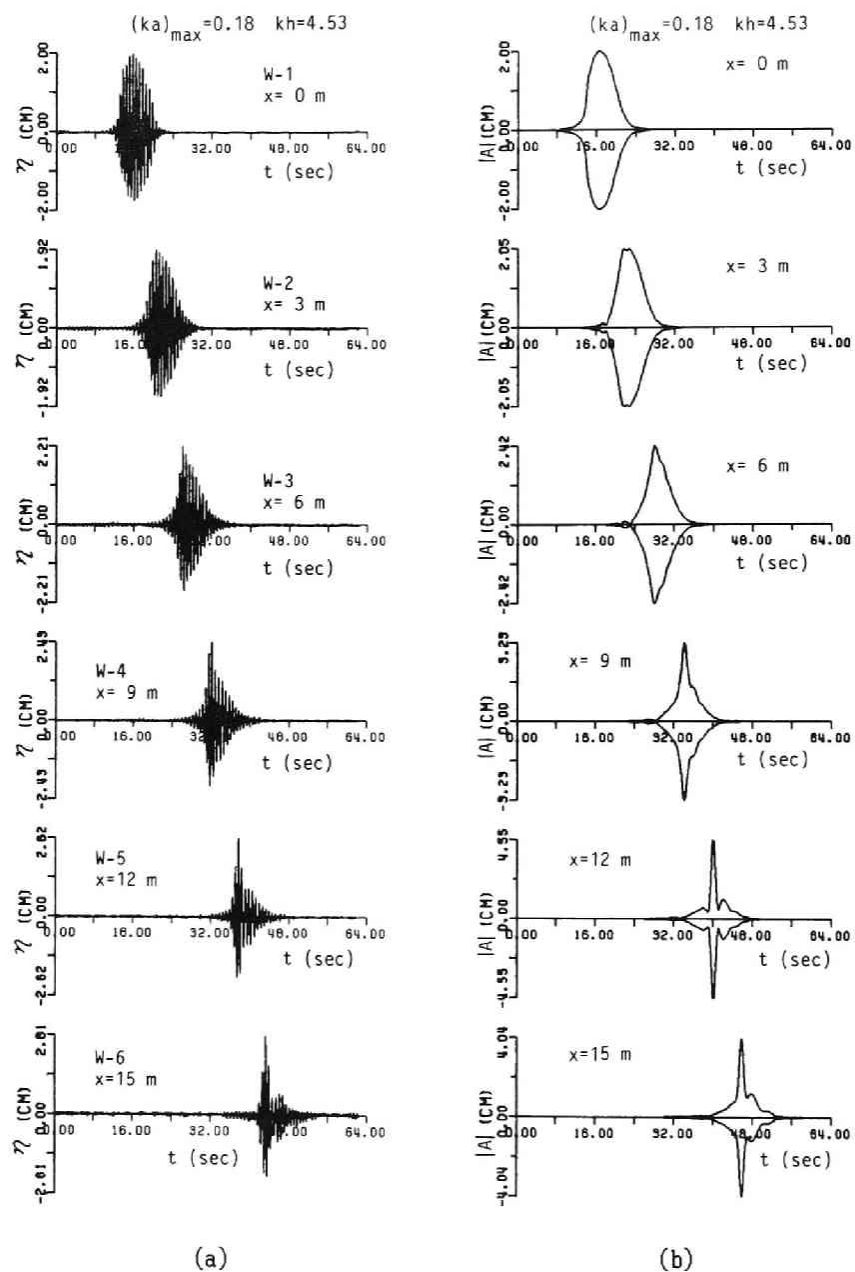


図-1.3.4 sin 型波群の伝播変形

(水深 50cm の場合, (a) 実験結果, (b) 数値計算結果)

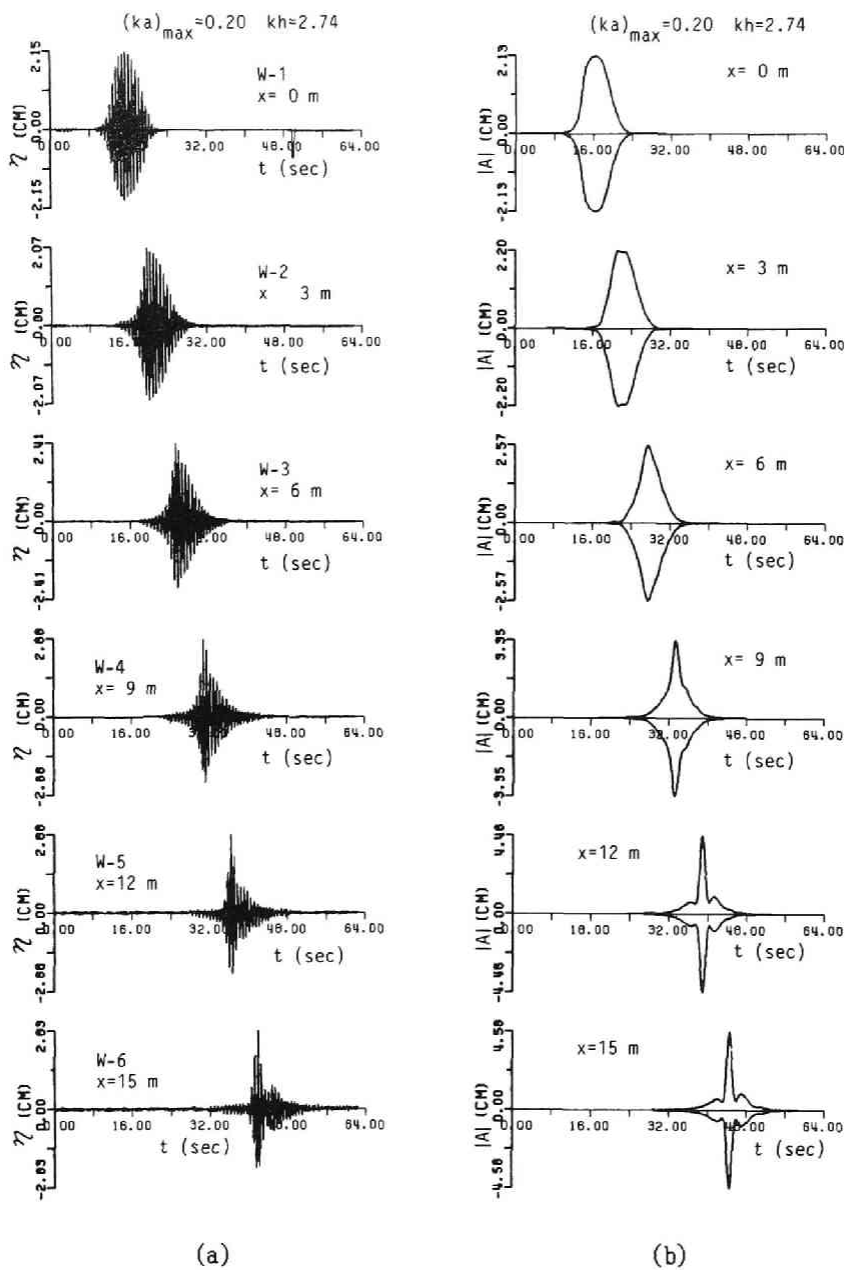


図-1.3.5 sin 型波群の伝播変形

(水深 30cm の場合, (a) 実験結果, (b) 数値計算結果)

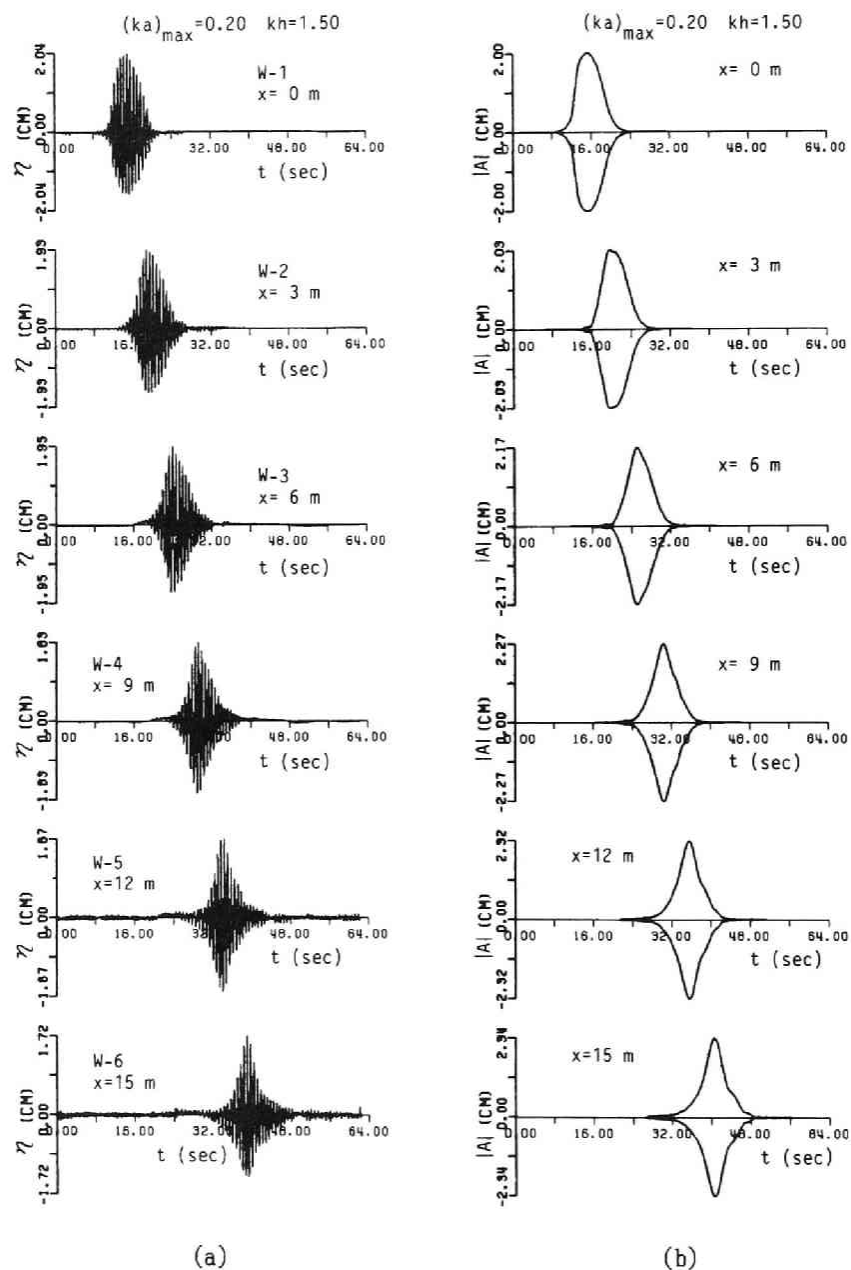


図-1.3.6 sin 型波群の伝播変形

(水深 15cm の場合, (a) 実験結果, (b) 数値計算結果)

図-1.3.4, 1.3.5 および 1.3.6 の (a) は成分波の周波数が 1.5Hz で、波の数が 15 波の sin 型波群の伝播変形の実験結果を示したものである。それぞれの図の (b) は、後に述べる非線形 Schrödinger 方程式の数値計算結果である。図-1.3.4 は水深が 50cm ($(ka)_{\max} = 0.18$, $kh = 4.53$), 図-1.3.5 は 30cm ($(ka)_{\max} = 0.20$, $kh = 2.74$), 図-1.3.6 は 15cm ($(ka)_{\max} = 0.20$, $kh = 1.50$) であり、包絡波形の最大振幅は約 2cm である。水位変動を出力するにあたっては、最大変位が図では一定長さになるようにしているの、縦軸の目盛はそれぞれ異なっている。同様に、包絡波形の数値計算結果も最大振幅が図では同じ長さになるようにプロットしてある。実験では水槽底面および側壁による摩擦のために最大振幅が減少するが、計算ではそれを考慮していない。しかし、最大変位が同じになるようにすると、両者の包絡波形は良く一致する。

図-1.3.4 から 1.3.6 の波高計 W-1 における初期包絡波形は三者ともほとんど同じである。図-1.3.4 と 1.3.5 の結果を見ると、包絡波形はまず前かがみの波形となり、二つの波群に分裂していく傾向が見られる。非線形 Schrödinger 方程式の数値計算結果では、三つの波群が現われる。数値計算によってこの後の波群の変形を調べると、このまま包絡ソリトンに分裂していくのではなく、再帰現象が見られる。これについては後に示す。図-1.3.6 のように水深が 15cm と浅い場合には、図-1.3.4 や 図-1.3.5 に見られるような包絡波形の変形と異なり、前後に対称な三角形状の包絡波形となっていく。このケースは相対水深 kh が 1.50 であり、変調不安定領域に入っており、理論では包絡ソリトンが形成される条件である。後に示すように、このケースの包絡波形の長時間発展を数値計算で調べたところ、伝播距離が増加してもほとんど変形しない波群が形成されることがわかった。

図-1.3.7 は、上下非対称の強い場合の波群の伝播変形の実験結果を示したものである。これらはアーセル数の大きい実験ケースに見られる変形過程の例で、

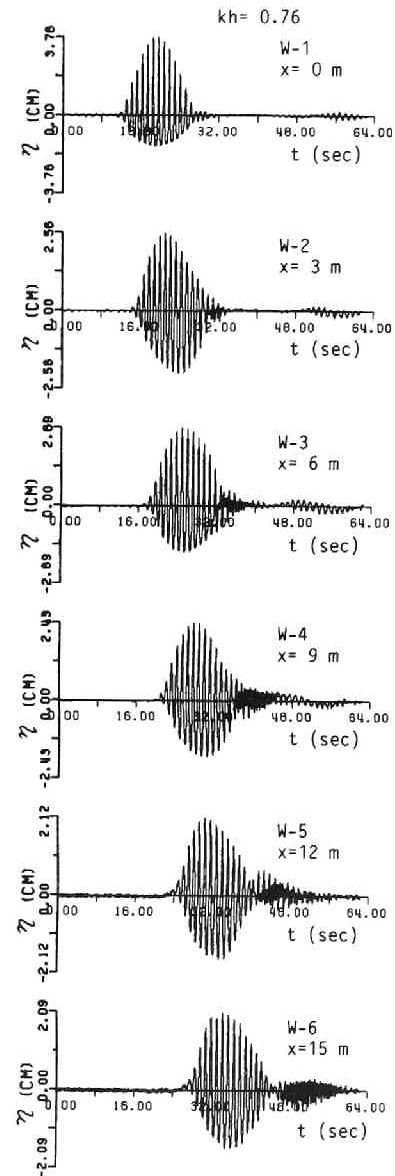
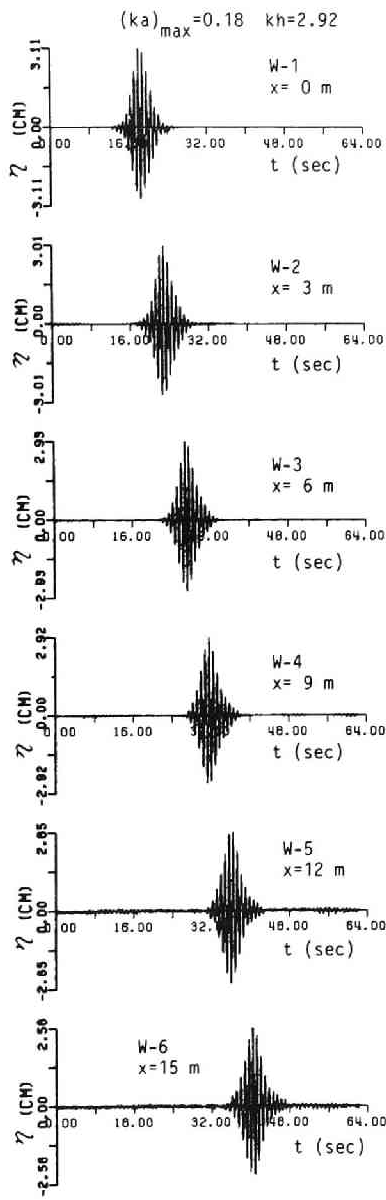


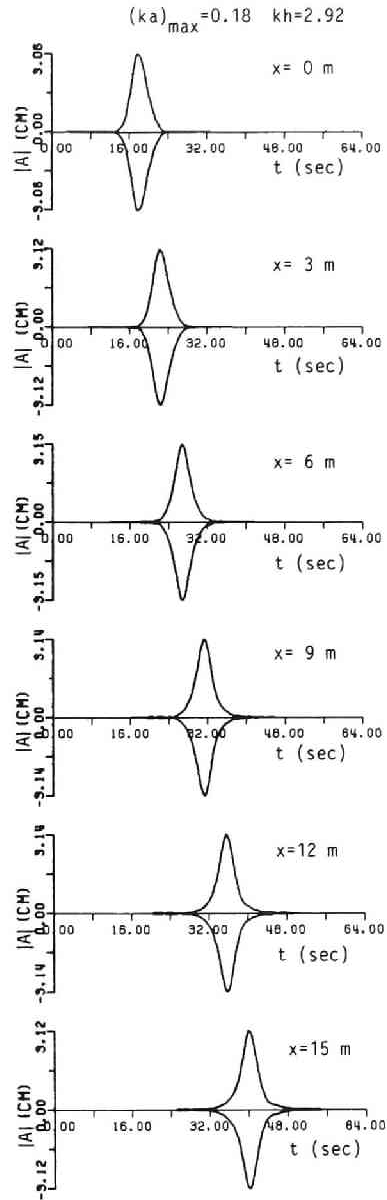
図-1.3.7 上下非対称の強い波群の伝播変形の実験結果

伝播に伴い包絡波形は上下対称になっていく。土屋・安田・山下・武山¹¹⁾ のソリトンスペクトル理論によれば、波高の大きな波ほど速い速度で伝播するため、時間が経過すると、波高の大きな波が小さな波を追い越し、波群構造は崩壊していくことが考えられる。しかし、今回の実験の範囲では、そのような現象は見られず上下対称な包絡波形となっていく。実験では、水槽底面および側壁での摩擦が大きいと思われるが、この原因は定かではない。

次に soliton 型波群の伝播変形について調べる。深海における包絡ソリトンの伝播の実験はすでにYuenら⁴⁾ によって行われている。ここでは、深海で形成された安定な包絡ソリトンが急に浅海域に入り、その後伝播していく過程における包絡波形の変形について調べる。図-1.3.8, 1.3.9 および 1.3.10 の (a) は成分波の周波数が 1.2Hz, 最大振幅が約 3.0cm の水深 50cm において安定な包絡ソリトンが、水深 50cm (図-1.3.8, $(ka)_{\max} = 0.18$, $kh = 2.92$) の一定水深領域を伝播する時、水深 30cm (図-1.3.9, $(ka)_{\max} = 0.20$, $kh = 1.83$), および水深 15cm (図-1.3.10, $(ka)_{\max} = 0.23$, $kh = 1.09$) の一定水深領域を伝播する時の実験結果を示したものである。それぞれの図の (b) は後に述べる非線形 Schrödinger 式の数値計算結果である。図-1.3.8 から、50cm の一定水深領域を伝播しても、その包絡波形はほとんど変化しない(最大振幅の値は波の減衰のため若干小さくなっていく)ことがわかる。また、これは数値計算によっても確かめられる。ただし、初期包絡波形が目標とした式(1.3.19)とは若干異なるので、実験で得られた包絡波形を初期値として、長時間の包絡波形の変化を調べると、若干波形が変わっていく。図-1.3.9 を見ると、包絡波形が変化していき、初期には sech 型の包絡波形が波高計 W-6 の地点では三角形に近い形状となっている。図-1.3.10 の相対水深 kh が 1.36 より小さいケースでは、図-1.3.8 や 1.3.9 とはかなり異なった伝播の様子が見られる。波高計 W-5 および W-6 の位置では、包絡波形のピーク付近の個々波の波高がそろっており、縦軸の値も参考にすると、扁平になっていることがわかる。このケースの長時間発展の数値計算においては、その傾向が一層顕著に見られる。



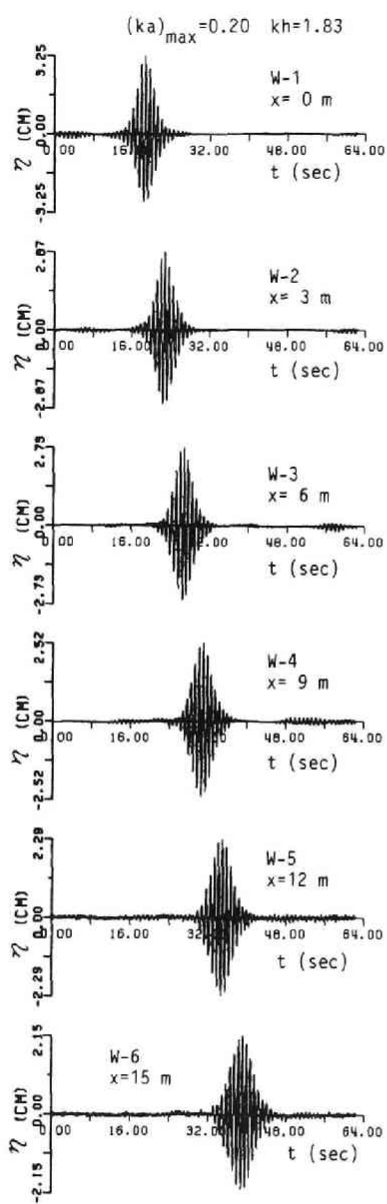
(a)



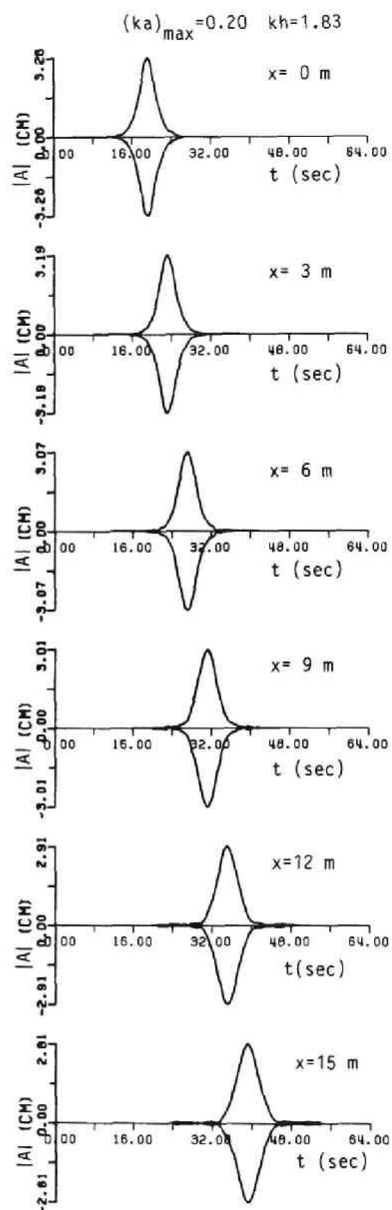
(b)

図-1.3.8 soliton 型波群の伝播変形

(水深 50cm の場合, (a) 実験結果, (b) 数値計算結果)



(a)



(b)

図-1.3.9 soliton 型波群の伝播変形

(水深 30cm の場合, (a) 実験結果, (b) 数値計算結果)

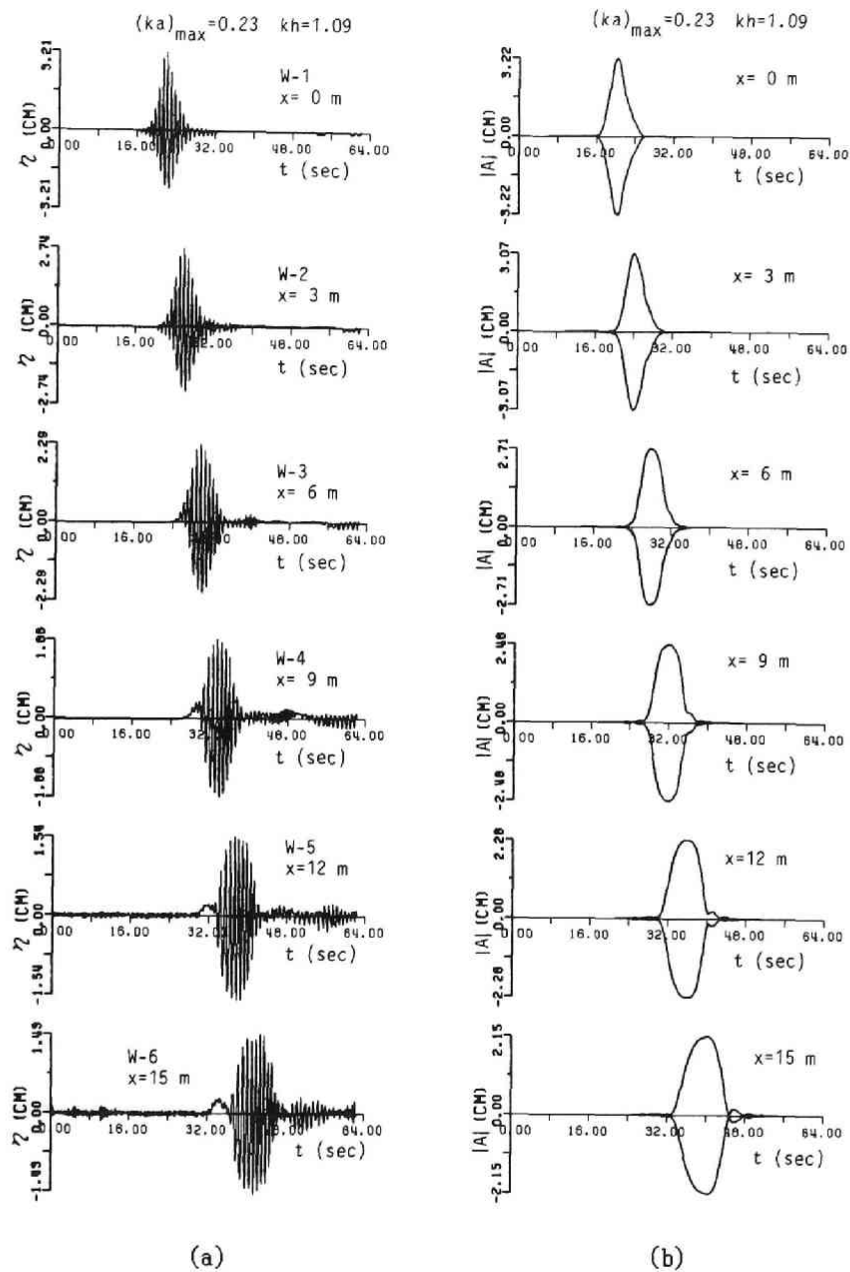


図-1.3.10 *soliton* 型波群の伝播変形
(水深 15cm の場合, (a) 実験結果, (b) 数値計算結果)

4-2 計算結果および考察

非線形 Schrödinger方程式の数値計算に当っては、Mei⁷⁾ が示しているCrank-Nicolson型の差分化を用いた。

$$\begin{aligned} A_j^{n+1} = & A_j^n - \frac{\Delta\tau}{2} \left\{ \frac{i}{(1/\alpha)(\Delta\xi)^2} (A_j^{n+1} - 2A_j^n + A_{j-1}^n) \right. \\ & + \frac{i}{(1/\beta)} |\tilde{A}_j^{n+1}|^2 A_j^{n+1} + \frac{i}{(1/\alpha)(\Delta\xi)^2} (A_{j+1}^n - 2A_j^n \\ & \left. + A_{j-1}^n) + \frac{i}{(1/\beta)} |\tilde{A}_j^n|^2 A_j^n \right\} \end{aligned} \quad (1.3.21a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_j^{n+1} = & A_j^n - \Delta\tau \left\{ \frac{i}{(1/\alpha)(\Delta\xi)^2} (A_{j+1}^n - 2A_j^n + A_{j-1}^n) \right. \\ & \left. + \frac{i}{(1/\beta)} |A_j^n|^2 A_j^n \right\} \end{aligned} \quad (1.3.21b)$$

$$A_j^n = A(j\Delta\xi, n\Delta\tau) \quad j=1, 2, \dots, N \quad n=1, 2, \dots \quad (1.3.21c)$$

式(1.3.21)において $j=1$ とすると A_0^n と A_0^{n+1} の項が、また $j=N$ とすると A_{N+1}^n と A_{N+1}^{n+1} の項が現われる。データとしては $j=1$ から N までの N 個の初期値を与えるので、 $j=0$ と $N+1$ の場合の A の値は境界条件として与えなければならない。ここでは $A_0^n = A_1^n$, および $A_{N+1}^n = A_N^n$ のように与えた。

図-1.3.4, 1.3.5 および 1.3.6 の (b) は、非線形 Schrödinger方程式の数値計算結果である。計算で与える初期包絡波形としては、波高計W-1における水位変動の峰を滑らかに結んだ波形を初期時間波形とし、それを空間波形に変換したものをを用いた。すなわち、初期時間波形の時間長さを T 、搬送波の群速度を C_g とし、 $A\{C_g T(1-t/T), 0\} = A(0, t)$ で与えた。図の波高計W-2以後の数値計算結果は、波高計W-1からの距離を群速度で割った時間後の計算結果である空間波形を、再び時間波形に変換し、実験結果と比較できるようにしてある。包絡波形の最大振幅は同じ長さになるようしているの、縦軸の値は少しずつ異なる。

図-1.3.4 においては、波高計W-5 ($x=12m$) と W-6 ($x=15m$) の位置における計算結果は三つの波群に分裂した後、再び二つの波群になっているが、実験結果にはその傾向が見られない点異なる。図-1.3.5 では、実験結果は波高計W-5の位置で波群の分裂は見られないが、計算結果ではすでにその傾向が見られる。波の減衰(計算では考慮していない)が実験結果と計算結果の差異となって現われてくるが、この点については波の減衰を考慮した計算を行い、検討する必要がある。3次オーダーの非線形 Schrödinger方程式の数値計算で

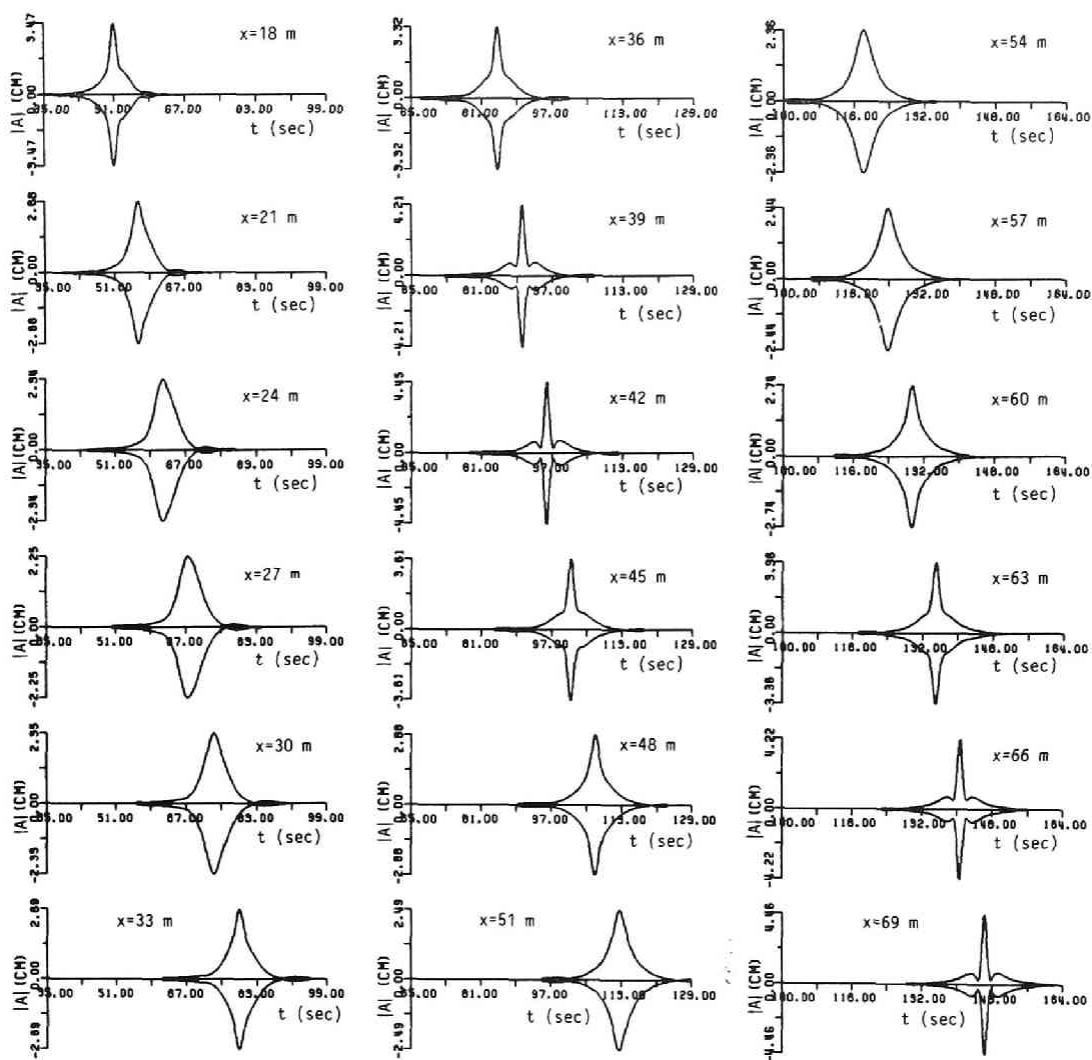


図-1.3.11 図-1.3.5(b) のその後の数値計算結果
(再帰現象が見られる, $kh > 1.36$ の場合)

は、初期波形として前後対称の波形を用いると、その後の計算結果は常に対称な波形となる。しかし、今回の計算では、波高計W-1の実験結果を初期値として用いており、前後に対称となっていないので、その後の計算結果も前後対称とはなっていない。いずれにせよ、実験結果と数値計算結果の対応は良く、特に 図-1.3.6 で、伝播につれて包絡波形が三角形になっていく変化の両者の結果は良く一致している。

図-1.3.11 および 1.3.12 は、図-1.3.5 と 1.3.6 のケースがさらに長時間経過（長距離伝播）した時の計算結果を示したものである。実験結果のところで述べたように、図-1.3.5

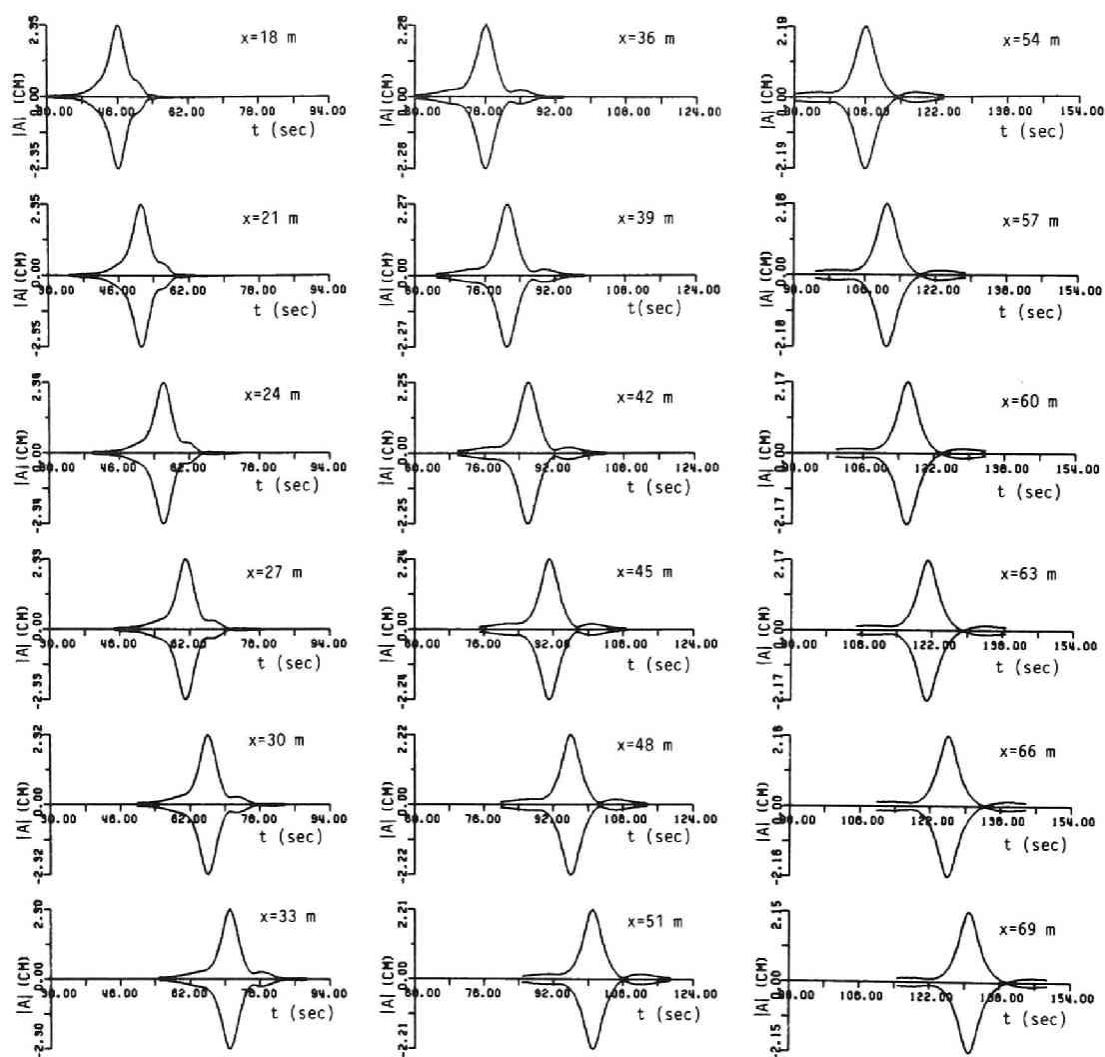


図-1.3.12 図-1.3.6(b) のその後の数値計算結果
(包絡ソリトンが形成される, $kh > 1.36$ の場合)

のように変形した波群は、そのまま3個の包絡ソリトンに分裂せず、再帰現象が見られる。水深 15cm の 図-1.3.12 では、波群中央に包絡ソリトンが形成される様子がわかる。これらのケースはすべて $kh > 1.36$ の条件である。

図-1.3.8, 1.3.9 および 1.3.10 の (b) は、水深 50cm において安定な包絡ソリトンの伝播変形を数値計算によって求めた結果である。水深が 50cm のケース 図-1.3.8(b) では、初期値は実験波形を用いており、正確に sech 型の包絡ソリトン波形を入力したわけではないので、若干の変形は見られるものの、包絡波形がほとんど変化せずに伝播するのがわかる。水深

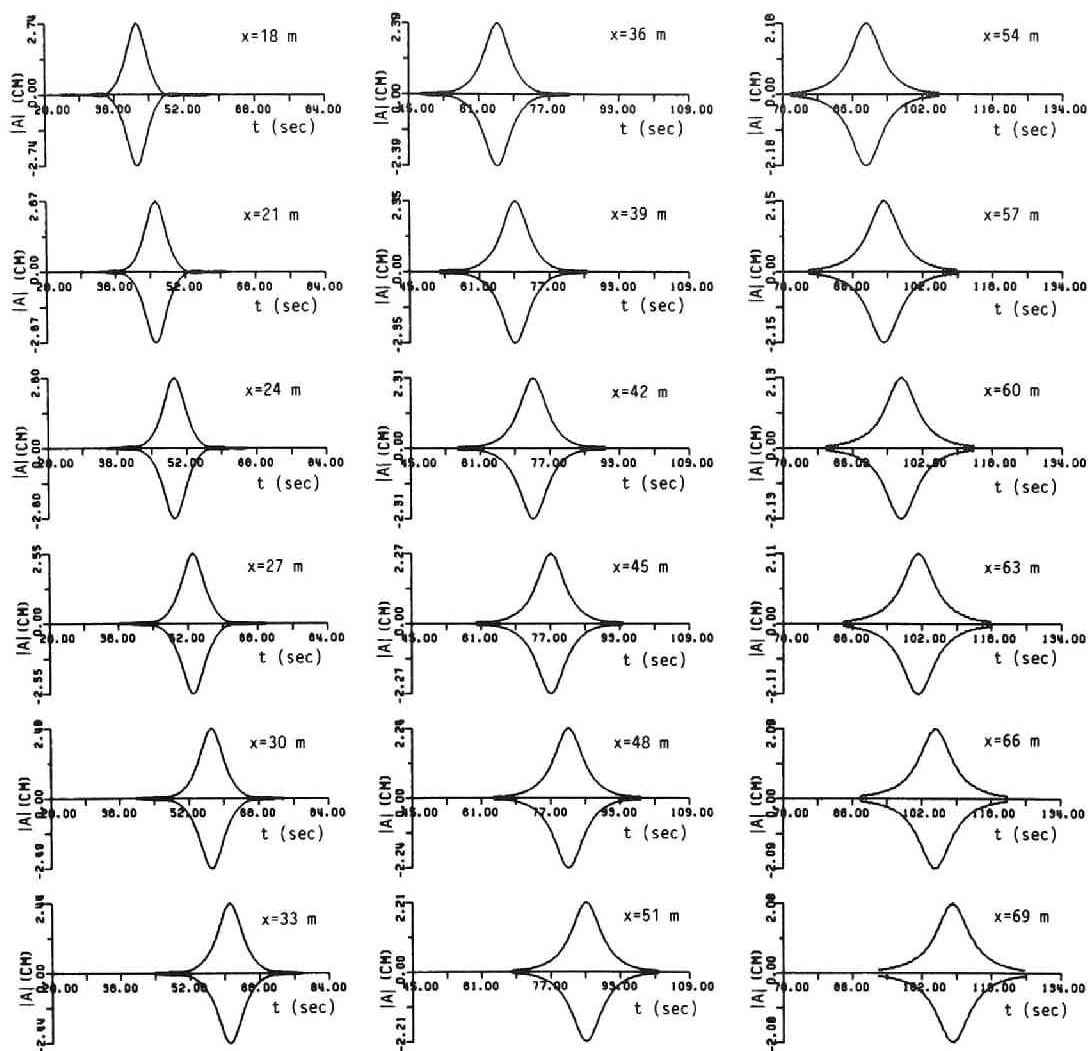


図-1.3.13 図-1.3.9(b) のその後の数値計算結果
(振幅が小さく、幅の広い包絡ソリトンに移行する, $kh > 1.36$ の場合)

が 30cm の 図-1.3.9(b) では、初期包絡波形はその水深で安定な包絡ソリトンではないので変形し、波高計W-6の地点では実験結果と同様三角形に近くなる。水深が 15cm の 図-1.3.10(b) では、伝播に伴い包絡波形は扁平化していく。これらの数値計算結果は実験結果と非常に良く一致している。

図-1.3.13 および 1.3.14 は、図-1.3.9 および 1.3.10 のケースがさらに長時間経過（長距離伝播）した時の計算結果を示したものである。図-1.3.13 の場合には最大振幅が減少するとともに包絡波形の長さは増加していく。相対水深 kh は 1.83 であり、包絡ソリトンが形

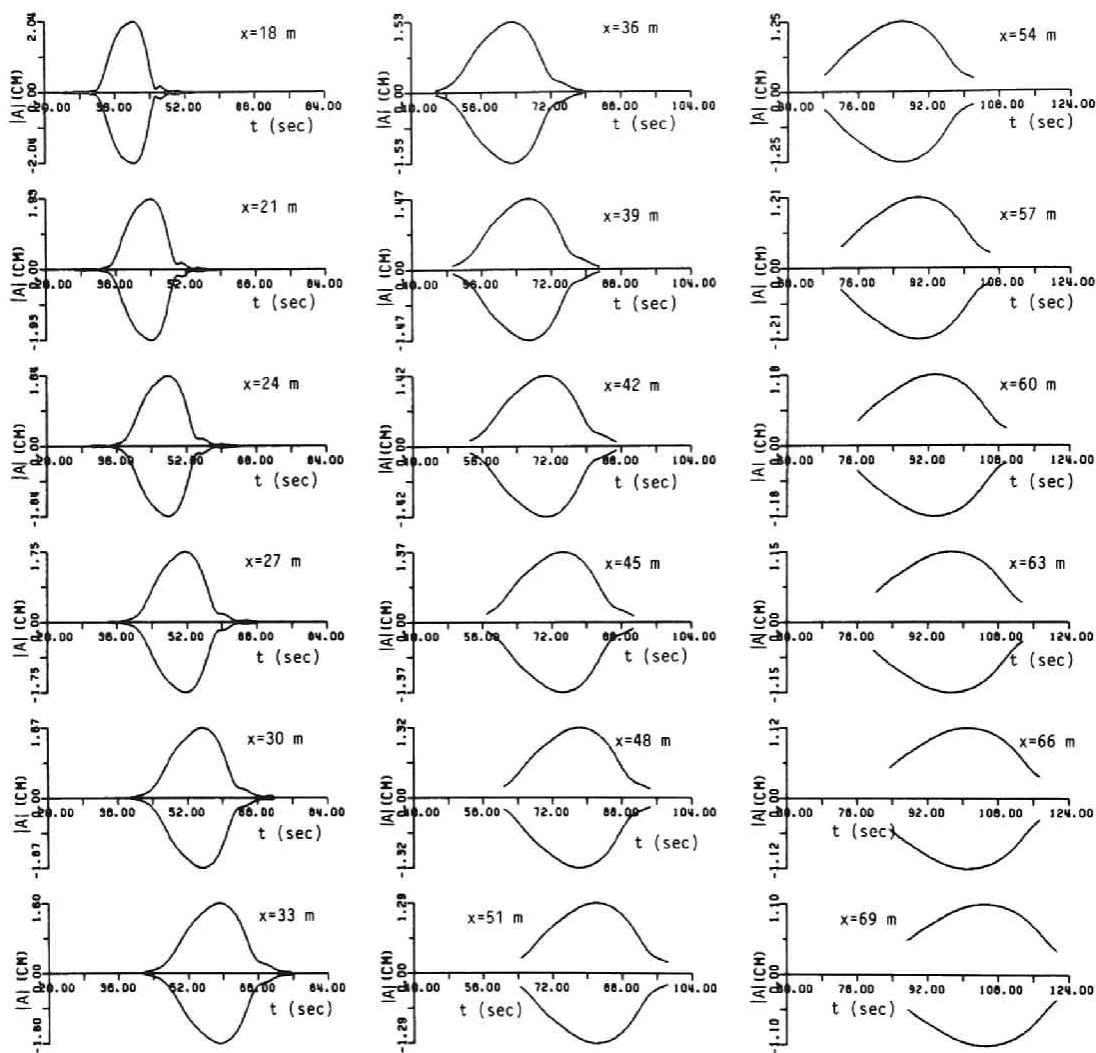


図-1.3.14 図-1.3.10(b)のその後の数値計算結果
(波群は扁平になっていく, $kh < 1.36$ の場合)

成される領域である。その包絡ソリトンは、入射波の包絡ソリトンに比べ、最大振幅が小さく、幅の広いものとなる。図-1.3.14 の相対水深 kh が 1.09 の場合には、もはや包絡ソリトンは存在し得ない条件となり、この領域では phase jump と呼ばれる暗いソリトンが安定な解となる。そのような場合の包絡波形の変化は、図のように扁平化していく。

図-1.3.12 は成分波の周波数が 1.5Hz の sin 型波群が水深 15cm の一定水深領域を伝播する場合であったが、この周波数を 1.2Hz にかえて、すなわち、 $kh = 1.09 < 1.36$ となるようにして、長時間発展を計算したのが 図-1.3.15 である。この場合も、図-1.3.14 と同様、

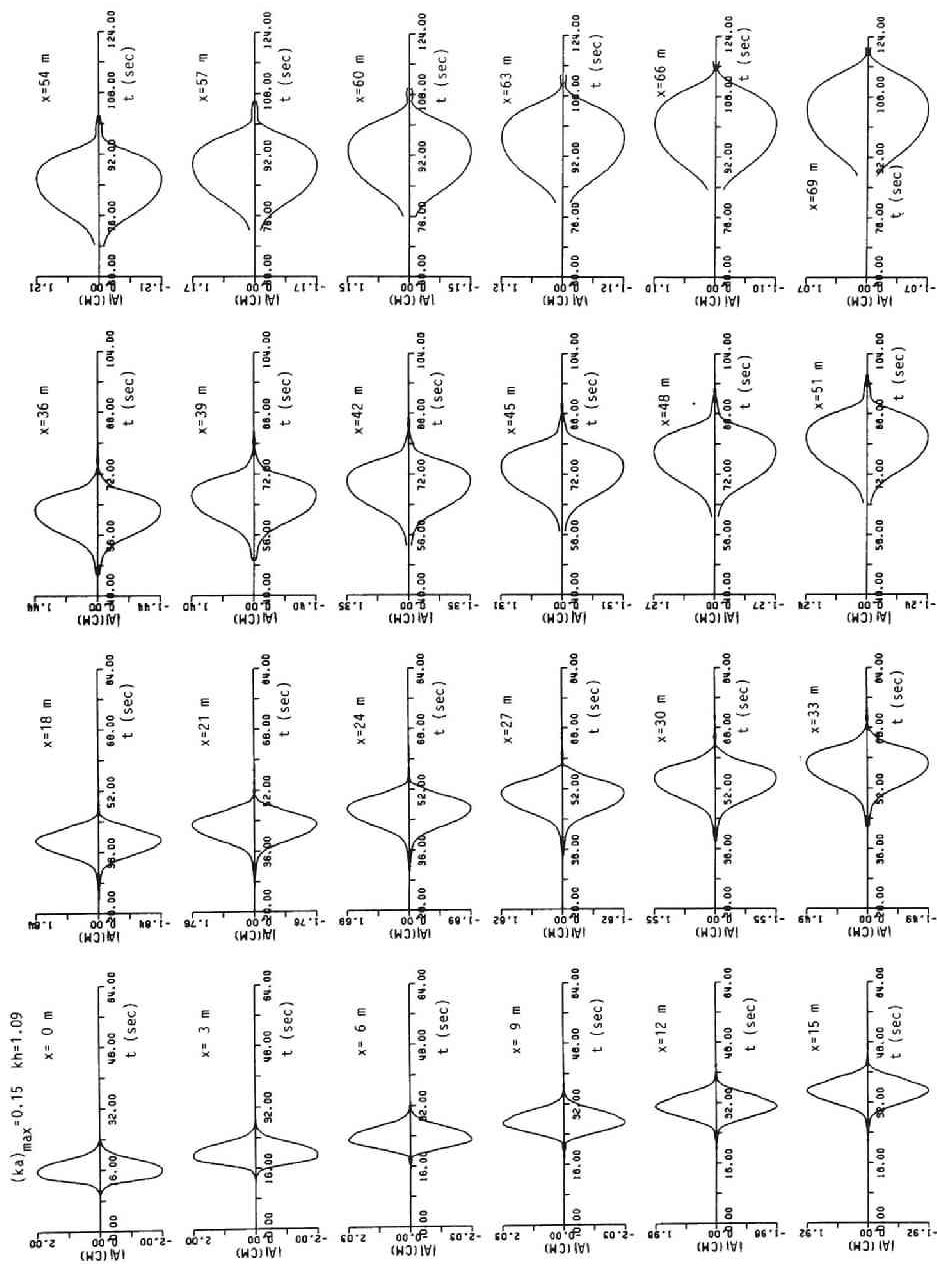


図-1.3.15 $kh < 1.36$ の場合の \sin 型波群の伝播変形の数値計算結果

(波群は扁平になっていく)

包絡波形は扁平化していく。このように、 $kh=1.36$ を境にして包絡ソリトンが形成される場合と波群が扁平化する場合に分けられることがわかった。

第5節 結 言

この章では、深海および一定水深の浅海域における単一波群（sin 型波群および soliton 型波群）の非線形伝播変形を、水理実験ならびに 3 次のオーダーの非線形 Schrödinger 方程式の数値計算の両面から検討した。非線形 Schrödinger 方程式の分散係数と非線形係数が異符号となる浅海の場合（すなわち $kh < 1.36$ 、ここで、 k は波数、 h は水深）の単一波群の伝播変形はこれまで検討されていないので、特に注目した。

第2節では、解析の基礎とした非線形 Schrödinger 方程式を示した。

第3節では、実験装置および実験方法について説明した。この節で実験に用いた sin 型単一波群および soliton 型単一波群の造波方法を示した。

第4節では、実験結果を示すとともに、非線形 Schrödinger 方程式の数値計算結果とも合わせて、波群の伝播変形特性について考察した。主な結論は次の通りである。

(1) 実験結果は水槽底面および側壁の摩擦による波の減衰のため、それらの影響を考慮していない計算結果と比べると、包絡波形の振幅の値そのものは実験結果の方が小さくなっていること、最前面の振幅の小さな波群が現われていないことの差はあるが、最大振幅が図の上で同じ長さになるようにプロットすると、両者は良く一致することがわかった。

(2) sin 型波群は安定ではなく、何れの水深においても伝播に伴ってその包絡波形は変化し、 $kh > 1.36$ なる場合には、包絡ソリトンが形成される。 $kh < 1.36$ の場合には、包絡ソリトンは存在し得ない条件となっており、単一波群が伝播していても決して包絡ソリトンは形成されない。この領域では、phase jump といわれる暗いソリトンが安定な解である。単一波群の場合には、伝播に伴って phase jump が形成されるとは考えられない。実験結果および計算結果によると、波群は扁平化していくことが明らかになった。

(3) 水深が 50cm で安定であるようにシミュレートした包絡ソリトンは、50cm の一定水深領域を伝播しても変形しない。しかし、その包絡ソリトンが水深が 30cm や 15cm の浅い一定水深領域を伝播すると変形する。 $kh > 1.36$ であれば、その水深に対して安定な包絡ソリトンが形成されるが、 $kh < 1.36$ の場合には包絡ソリトンは扁平化することがわかった。

参考文献

- 1) 間瀬 肇・古室健史・岩垣雄一：伝播に伴う Wave Group 特性の変化，第31回海岸工学講演会論文集，pp.158-162，1984.
- 2) 間瀬 肇・岩垣雄一：波の変調不安定理論に基づく現地波浪の Wave Group 特性の解析，第32回海岸工学講演会論文集，pp.184-188，1985.
- 3) Zakharov,V.E. and A.B.Shabat: Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulating waves in nonlinear media, Sov. Phys. -JETP(Engl. Transl.)65, pp.997-1011, 1972.
- 4) Yuen,H.C. and B.M.Lake: Nonlinear deep water waves: Theory and experiment, Phys.Fluids, Vol.18, No.8, pp.956-960, 1975.
- 5) Su,M.Y.: Evolution of groups of gravity waves with moderate to high steepness, Phys. Fluids, Vol.25, No.12, pp.2167-2174, 1982.
- 6) Lo,E. and C.C.Mei: A numerical study of water-waves modulation based on a high-order nonlinear Schrödinger equation, Jour. Fluid Mech., Vol.150, pp.395-416, 1985.
- 7) Mei,C.C.: The applied dynamics of ocean surface waves, Wiley, 740p., 1983.
- 8) Hasimoto,H. and H.Ono: Nonlinear modulation of gravity waves, Jour. Phys. Soc. Japan, Vol.33, No.3, pp.805-811, 1972.
- 9) 谷内俊弥・西原功修：非線形波動，岩波書店，221p., 1977.
- 10) 岩垣雄一・木村 晃：不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム，第21回海岸工学講演会論文集，pp.231-235，1974.
- 11) 土屋義人・安田孝志・山下隆男・武山保徳：海岸波浪のソリトンスpekトル表示，第29回海岸工学講演会論文集，pp.41-45，1982.

第4章 不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化

第1節 概 説

海岸工学の分野における不規則波浪の波群特性についての研究は、ある地点における波高の連、前後の波高の相関係数といった統計諸量を波のスペクトル形との関連において調べたものがほとんどで、波の伝播方向にどのように波群特性が変化するかについては調べられていない。不規則波浪の波群の伝播特性を調べることは、成分波の伝播特性を調べるのと同様に、風波の力学モデルを明確にするための基礎となるものである。

この章は、不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化を、第3章の研究成果も参考にしながら、力学的な面から考察するものである。

第2節では、実験装置および実験方法を説明する。

第3節では、解析方法について述べる。

第4節において、実験結果を示しその特性の考察を行うが、主な内容は次の通りである。

まず、不規則波の特定の波群に注目し、その包絡波形の伝播変形を、実験および非線形 Schrödinger 方程式の数値計算の両面から検討する。次に、波の連なりを SIWEH（平滑化した波エネルギーの時間変化曲線）で表わし、その波形の伝播特性を調べる。特に、① SIWEH 波形の伝播速度、② SIWEH 波形の伝播変形に及ぼす浅海性の影響、について検討する。次いで、波群特性を表わす代表統計量として、Groupiness Factor と波高の平均連長を取り上げ、波の伝播方向へのそれらの変化特性を調べる。最後に、波のエネルギー・スペクトルを取り上げ、ピーク付近のスパイクの変化を調べる。非線形波列においては、最大エネルギー密度の両側のスパイクは力学的に決定される周波数の所に出現し、波の振幅変調を引き起こす。非線形風波の場合においては、ピーク周波数より低周波数側のスパイクが、波の伝播方向距離の増加につれて最大のエネルギー密度を持つようになり、この過程を繰り返しながら風波が発達していく。機械的に造波され、風という外力もない場合の不規則波のエネルギー・スペクトルの変化を、以上述べた非線形現象に注意して調べるものである。

第5章は、この章で得られる主要な結果を整理し、結びとする。

第2節 実験装置および実験方法

2-1 実験装置

実験は、京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている、長さ 27m、幅 50cm、深さ 75cm の両面ガラス張り水槽を用いて行った。

第一の実験は、水深を 45cm に一定とし、用いる不規則波は Pierson-Moskowitz型スペクト

ルを持ち、それらのピーク周波数は 0.4～1.2Hz で、それぞれのケースに対して2種類の異なる波群特性を持つものである¹⁾(実験1)。

他の一つの実験は、ピーク周波数が 1.2Hz の Pierson-Moskowitz型スペクトルを持つ不規則波を、水深が 50cm, 30cm および 15cm の3種類の一定水深領域を伝播させるものである(実験2)。水深が 30cm や 15cm の浅い場合には、波が十分に造波できないので、第3章第3節で述べたジュラルミンの水平底板を用いて水槽底をかき上げた。造波板前面の水深は常に 50cm になるようにした。

用いた実験装置としては、水位変動を計測するための8台の容量式波高計(計測技研製)、水位変動記録の収録のための14チャンネルデータレコーダー(TEAC製)および実験状況を観察するための6チャンネルペン書きレコーダー(渡辺測器製)である。

2-2 実験方法

(1) 実験1

用いる不規則波は Pierson-Moskowitz型スペクトルを持ち、かつエネルギースペクトルは同じでも Groupiness Factor が大きい Case 1 と小さい Case 2 の波群特性が異なるものである(岩垣・間瀬・北¹⁾)。ピーク周波数は 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0 および 1.2Hz である。これらを No.1～6 とする。Case 1 と 2 および No.1～6 を組み合わせて実験ケースを示すことにする。

水深は、すべての実験ケースについて 45cm と一定にした。

水位変動は、造波板から 3.35m 離れた地点を始点として 2.5m おきに8台設置した容量式波高計(W-1～W-8)で計測した。水位変動記録は14チャンネルデータレコーダーに収録した後、サンプリング間隔 0.04 秒で A-D 変換した。サンプリング個数は No.1～6 に対し、それぞれ 40 000, 31 000, 26 500, 19 500, 15 500 および 12 500 である。

表-1.4.1 実験に用いた不規則波の諸元

No.	Case 1					Case 2				
	H	T	ka	kh	GF	H	T	ka	kh	GF
1	4.39	2.25	0.031	0.63	0.74	4.66	2.28	0.033	0.63	0.54
2	5.48	1.78	0.051	0.84	0.70	5.83	1.80	0.054	0.83	0.59
3	6.52	1.56	0.072	0.99	0.76	6.79	1.54	0.075	1.00	0.56
4	8.10	1.21	0.126	1.40	0.78	8.40	1.19	0.133	1.43	0.61
5	6.58	0.96	0.150	2.05	0.73	7.02	0.95	0.162	2.09	0.61
6	5.55	0.83	0.165	2.69	0.72	5.77	0.83	0.172	2.69	0.63
7	4.86	0.80	0.155	3.19	0.72	unit: $H(\text{cm})$, $T(\text{sec})$				
8	4.74	0.80	0.161	2.04	0.72					
9	4.13	0.82	0.155	1.12	0.73					

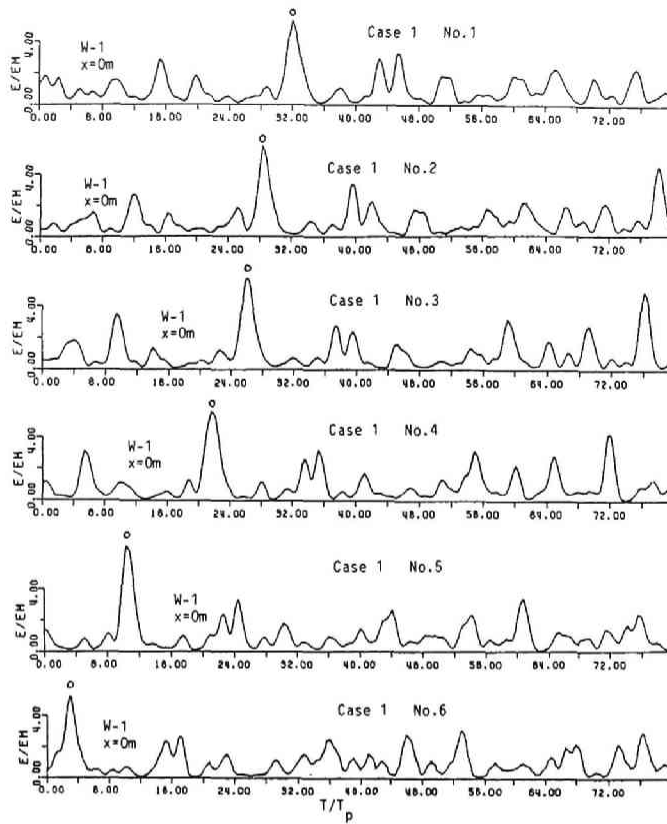


図-1.4.1 無次元化した SIWEH 波形
(Case 1 No.1 ~ 6)

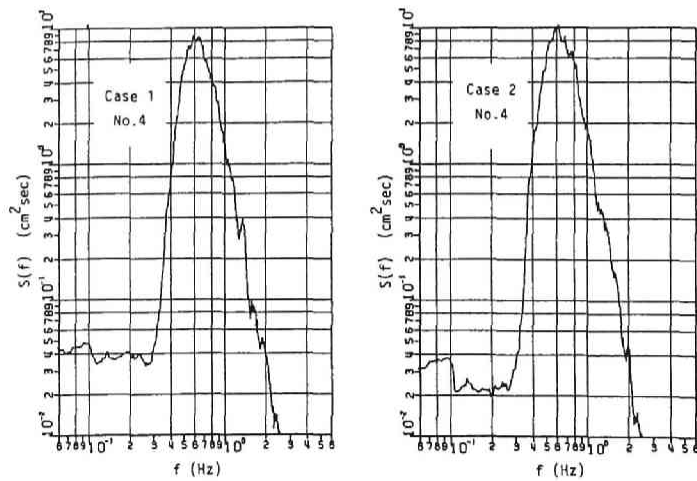


図-1.4.2 波のエネルギースペクトル
(波群特性は異なるがスペクトルは同じ)

表-1.4.1 は、波高計W-1からW-8の各地点の有義波を平均して求めた波高 H と周期 T ，それらを用いて得られる波形勾配 $ka (= \pi H/L)$ ，水深波長比 $kh (= 2\pi h/L)$ およびW-1における Groupiness Factor の値を示したものである。No.1~6 の実験ケースの波高計W-1における初期 SIWEH 波形を，その平均値とピーク周期で無次元化すると，ほぼ同じ波形になる（図-1.4.1 参照）。また，Case 1 と 2 における No. が同じ実験ケースではエネルギースペクトルはほぼ同じである（図-1.4.2 参照）。

(2) 実験2

用いた不規則波は，Case 1 のピーク周波数が 1.2Hz のものである。水深は 50cm，30cm および 15cm とした。これらの実験ケースを No. 7，8，9 とする。

水位変動は，造波板から 3.35m 離れた地点を始点として，3.0m おきに 6 台設置した容量式波高計（W-1~W-6）を用いて計測した。水位変動記録は 7 チャンネルカセットデータレコーダー（TEAC 製）に収録した後，サンプリング間隔 0.04 秒で A-D 変換した。

表-1.4.1 に，波高計W-1からW-6の各地点の有義波を平均して求めた波高 H と周期 T ，それらを用いて得られる $ka (= \pi H/L)$ と $kh (= 2\pi h/L)$ の値を示してある。

第3節 解析方法

非線形 Schrödinger 方程式は，単一搬送周波数を持つ弱非線形波列の振幅変化を記述する方程式であり，種々の周波数成分からなる不規則波に対しては，適用範囲外のものである。しかし，一つの波群を構成する個々波の周期はほぼ等しいことから，その包絡波形の変化は非線形 Schrödinger 方程式でシミュレートできる可能性があると考えられるので，数値計算を行い，実験結果との比較を行った。非線形 Schrödinger 方程式は，第3章第2節の式(1.3.15)に示してある。

SIWEH は，木村・朝倉・瀬山²⁾が長周期水位変動の伝播特性の解析に用いた Mark³⁾ の非定常スペクトルを周波数について積分した，ある時刻 t における波エネルギーの期待値とほぼ同じものであることが以下のようにわかる。

SIWEH は，第2章第1節で示したように，次式で表わされる。

$$E(t) = \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \quad (1.4.1)$$

Mark は，非定常な確率過程のある時刻 t の近傍のみの統計的性質を抽出してスペクトル的に表現しようとし，まず水位変動 $\eta(\tau)$ に $w(t-\tau)$ なるデータウインドーを掛けて

$$\eta_w(t) = \eta(\tau)w(t-\tau) \quad (1.4.2)$$

をつくり、そして、非定常スペクトルを次のように定義した。

$$S(f, t) = \langle | \int_{-\infty}^{\infty} \eta(\tau) w(t-\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau |^2 \rangle / \int_{-\infty}^{\infty} w^2(\tau) d\tau \quad (1.4.3)$$

ここで、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均、 $w(\tau)$ は $\int_{-\infty}^{\infty} w^2(\tau) d\tau = 1$ と正規化する。この非定常スペクトルを周波数について積分すると、次のようになる。

$$\langle \eta^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \eta^2(t-\tau) \rangle w^2(\tau) d\tau \quad (1.4.4)$$

アンサンブル平均のかわりに一つの標本について考えれば、式(1.4.4) は平滑化した波エネルギーの時間変化を表わしていることがわかる。また、式(1.4.1) と (1.4.4) の比較から、 $w(\tau)$ を $\sqrt{Q(\tau)/T_0}$ とすれば、両式は完全に一致する。

波高計W-1における SIWEH 波形と他の波高計位置における SIWEH 波形との相互相関を計算し、相互相関係数の最大値 ρ_{\max} とその出現時間 τ_{\max} を求め、 ρ_{\max} から波の伝播距離に対する SIWEH 波形の変化の程度、 τ_{\max} と波高計間隔 x から SIWEH 波形の伝播速度を求めた。なお、相互相関の計算には FFT 法を用いて、クロススペクトルを逆フーリエ変換する方法を用いた。後に図に示す結果は、データ数を 8 196 とした場合である。他に、データ数を 4 096 あるいは 16 384 とした計算も行ったが、データ数を変えると ρ_{\max} の値が若干異なる実験ケースが一つあったが、他はほとんど変らなかった。

各地点の波群特性を表わす指標としては、Groupiness Factor と平均波高 \bar{H} を基準値とした波高の平均連長（以下では GF および $\overline{j(\bar{H})}$ と略す）を用いた。

スペクトル密度はデータ数を 8 192 とし、ピリオドグラムを 9 個単純平均した自由度 18、分解周波数 0.0275 Hz で計算した。また、スペクトル密度の推定値の統計的独立性を犠牲にして、単にピリオドグラムを 21 個移動平均して滑らかなスペクトル形を求めたが、これから得られるピーク周波数が、不規則波のシミュレーションにおける目標値と同じである（図-1.4.2 参照）。なお、これらスペクトルの計算にも FFT 法を用いた。

第 4 節 伝播に伴う波群特性の変化の実験結果および力学的考察

4-1 包絡波形の変化

図-1.4.3 および 1.4.4 の (a) は、それぞれ Case 1 の No.7（水深 50cm）および No.9（水深 15cm）の水位変動の一部を示したものである。図中には 2 本の直線を引いて特定の波群に注目できるようにしてある。この直線は有義波周期を用いて得られる群速度を基に引いた。図-1.4.3 を見ると、波高計 W-1 の位置ではおおよそ 5 波からなる振幅のそろった部分（波群の中央）が、波高計 W-5 と W-6 の位置では 3 波程度の振幅の大きな波群に変形して

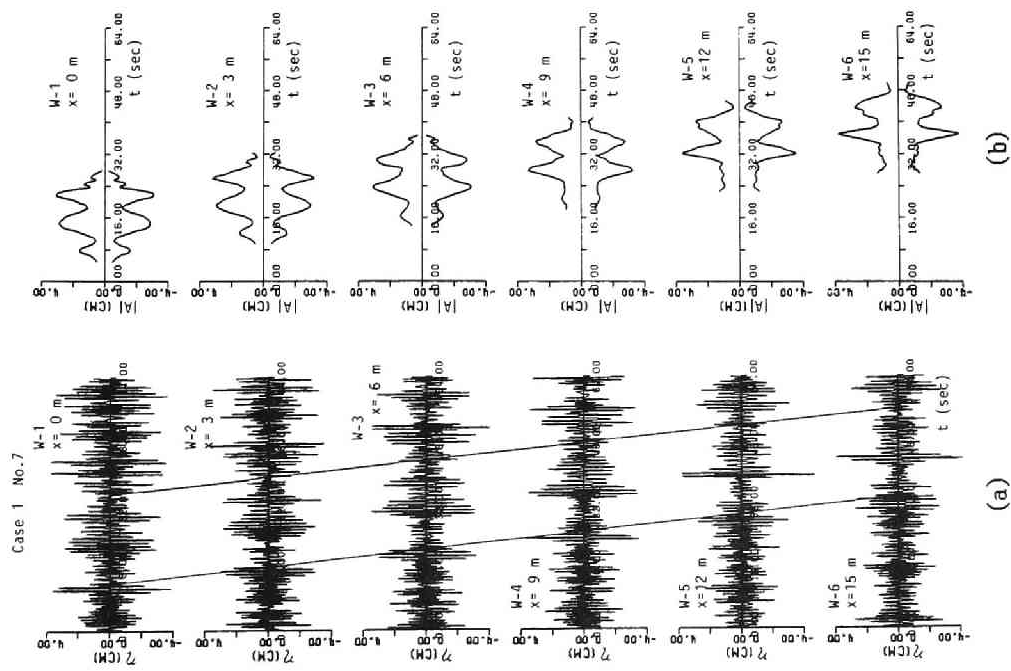


図-1.4.3 波群の伝播変形

(水深 50cm の場合, (a) 実験結果, (b) 計算結果)

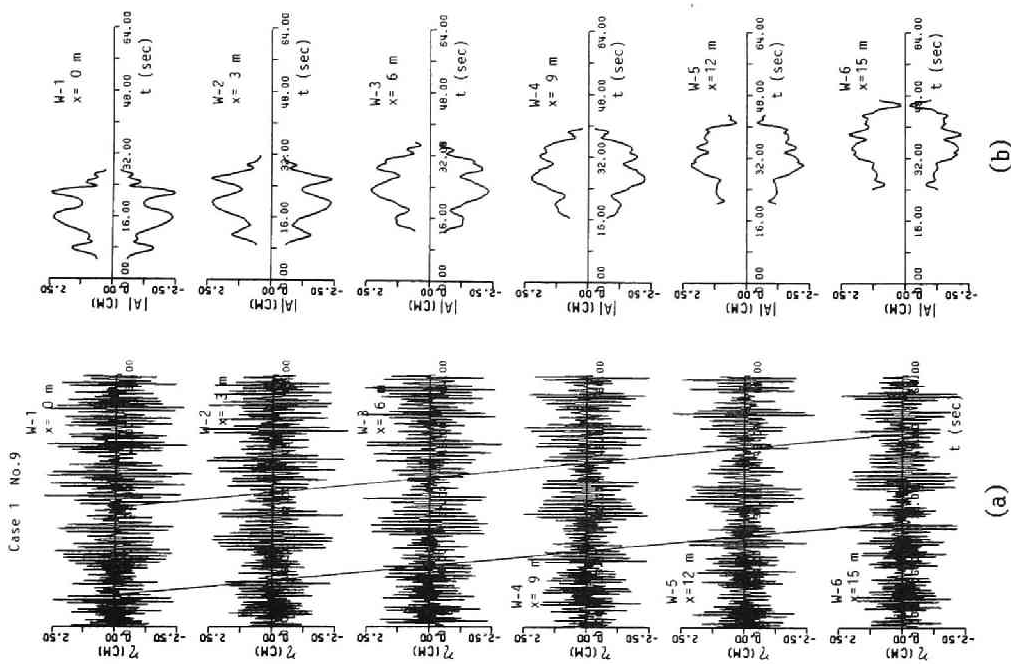


図-1.4.4 波群の伝播変形

(水深 15cm の場合, (a) 実験結果, (b) 計算結果)

いるのが特徴的である。sin 型波群の実験結果において、初期にはほぼ前後対称な包絡波形が、波高計W-5とW-6の位置では前面に3波からなる波群が形成されるようになるのと同じである。図-1.4.4 では、同じ波群の部分が、波高計W-6の位置になるとより振幅のそろった6波から構成される波群に変形している。すなわち、波群は伝播に伴い平坦になっている。

図-1.4.3 および 1.4.4 の (b) は、波高計W-1における包絡波形を初期値として非線形 Schrödinger方程式を数値計算した結果を示したものである。この計算に当っては、波の周期として有義波のそれを用い、また第3章第4節で行ったように時間波形と空間波形の変換をしている。これらの計算結果は、図-1.4.3 から 1.4.4 の (a) の二つの直線ではさまれた部分に対応している。計算結果と実験結果を比較すると、どちらのケースも波高計W-4 ($x=9\text{m}$) までは、両者は良く一致している。図-1.4.3 では、波高計W-6における計算結果は前面部の波群の振幅については実験結果のそれより小さく、逆に後ろの波群の振幅については実験結果のそれより大きくなっており、若干の差が見られる。図-1.4.4 のように水深が浅い場合には、初期包絡波形は顕著な三つのピークが見られたものが、波高計W-6の位置では振幅がそろってくる傾向は同じであるが、包絡波形そのものは若干の差がある。

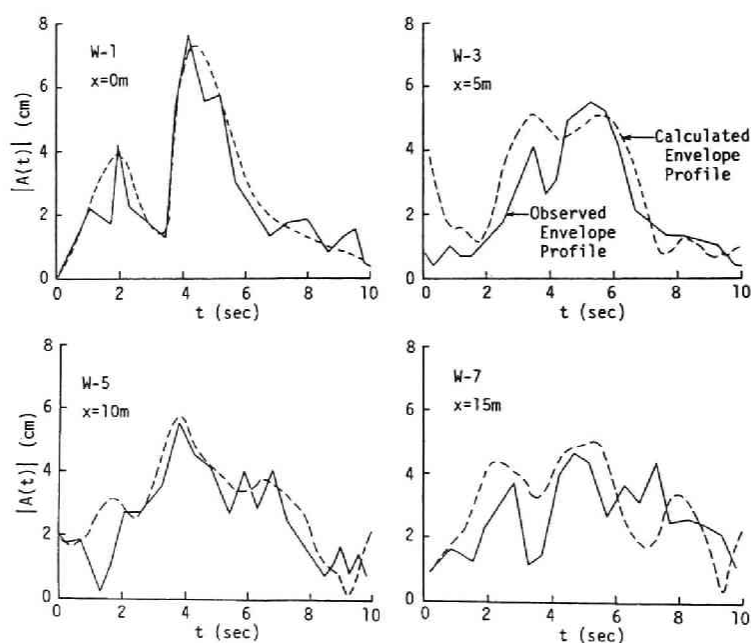


図-1.4.5 包絡波形の伝播変形に関する実験結果
(実線)と数値計算結果(破線)の比較
(図-1.4.6(b)の波群 wglの包絡波形)

図-1.4.5 は Case 1 No.5 の波群 wgl (図-1.4.6(b)の SIWEH 波形を参照) に注目

し、実験による包絡波形（実線）と数値計算結果（破線）を直接比較したものである。なお、実験の包絡波形は波の峰と谷の絶対値を順に結んだものである。計算に用いた初期波形には滑らかにした、図中のW-1の破線を用いた。図から、最初二つのピークを持つ包絡波形が伝播に伴い徐々に変化していく様子が見られるが、W-5までは計算結果と実験結果との対応はかなり良好である。W-7になると両者の対応は若干悪くなるが、全体的な傾向は同じである。

数値計算結果と実験結果との差の原因として、次のことが考えられる。非線形 Schrödinger 方程式は単一搬送周波数を持つ波の包絡波形の変化を表わすものであるが、不規則波の波群を構成する個々波の周期はほぼ等しいというものの、ある程度の周期の幅があること、数値計算で与える初期波形として、いくつかの波群が重なり合っているかもしれない時間波形を便宜的に取り出し、空間波形に変換して用いていること、数値計算における両端の境界条件を単一波群の伝播の計算法で説明したのと同じ方法で強制的に与えたこと（単一波群の場合には、包絡波形の両端の値は0としておけばよいので問題はない）、数値計算結果では波の減衰を考慮していないこと、などが挙げられる。

図-1.4.3 および 1.4.4 において、有義波を用いて算定した水深波長比 $(kh)_{1/3}$ は、それぞれ 3.19 および 1.12 となっている。初期には一定振幅の波列であっても、 $kh > 1.36$ の場合には変調モードが発達してきて波群が形成されることから考え、不規則波の場合にも、初期に波群が十分形成されていなくとも伝播につれて波群化が進んでいくのではないかと考えられる。したがって、 GF と $\overline{j(H)}$ の変化を見れば、両者とも増加する傾向にあるのではないと思われる。 $(kh)_{1/3} < 1.36$ の場合には、不規則波の波群の多くは扁平になっていくのではないかと考えられる。したがって、 GF と $\overline{j(H)}$ の変化を見れば、 GF は小さく、 $\overline{j(H)}$ は大きくなっていくのではないと思われる。これらは単一波群の伝播変形の実験結果や数値計算結果からも類推される。

4-2 SIWEH 波形の伝播速度およびその変化

図-1.4.6(a) および (b) は、Case 1 の No.1 と No.5 の SIWEH 波形を示したものである。図-1.4.6(a) の SIWEH 波形については波高計W-1からW-7まで波形の変化は少なく、その対応が明らかである。図-1.4.6(b) では伝播距離の増加とともに波形が変化していき、その変化の様子も複雑である。例えば、波高計W-1の位置における波群 $wg1$ は、波高計W-7の位置では三つのピークを持つ波形に変化している。この包絡波形の伝播変形については既に 図-1.4.5 で示した。このような SIWEH 波形の変化の度合を相互相関係数の最大値 ρ_{max} で表す。図-1.4.6(b) に示してある破線は、次に述べる SIWEH 波形の伝播速度を基にして引いたものである。斜線で示した各波群の中に含まれる卓越する波の周期は全く同じではないので、破線からずれる場合もあるが、SIWEH 波形の伝播速度で個々の波群の伝播速度もほぼ近似できる。

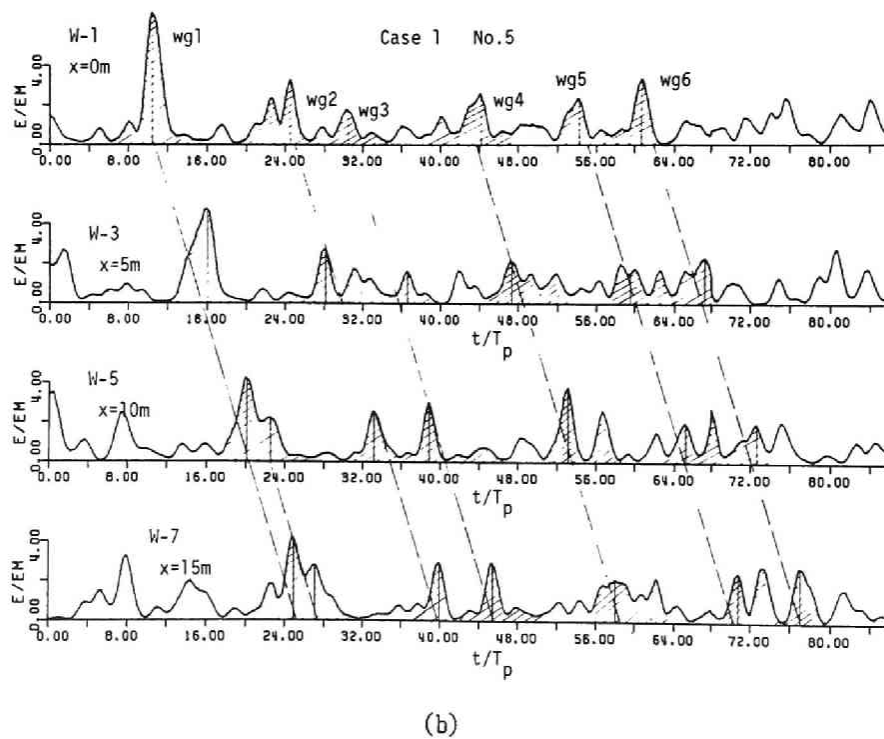
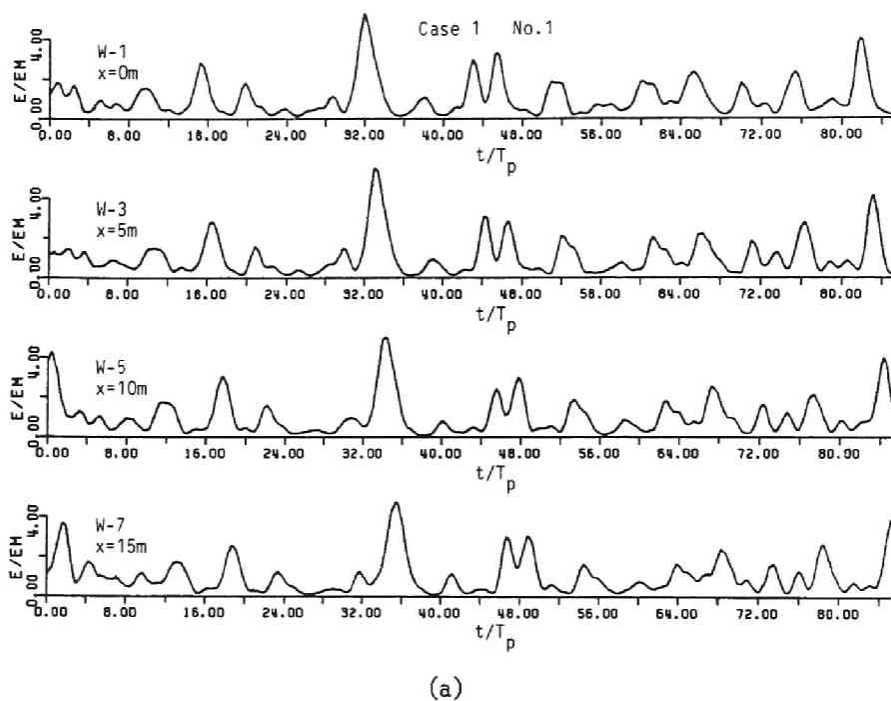


図-1.4.6 SIWEH の伝播変形の実験結果 ((a) Case 1 No.1, (b) Case 1 No.5)

図-1.4.7 は Case 1 の No.1 から No.6 について、相互相関係数の最大値の出現時間 τ_{max} と波高計 W-1 からの距離 x との関係を図示したものである。図中の各直線は、 τ_{max} と x との関係を最小二乗法で求めて引いたものであり、これらの直線の勾配から SIWEH 波形の伝播速度を求めた。

図-1.4.8 は、このようにして求めた SIWEH 波形の伝播速度の実験結果を、スペクトルのピーク周期から計算される群速度および表-1.4.1 に示した有義波周期から得られる群速度と比較したものである。ピーク周期はピリオドグラムを9個平均して推定したスペクトルより算定した。図-1.4.8 から、ピーク周期を用いた方が実験結果と良く合う場合や、有義波周期を用いた方が良い場合もあるが、どちらも実験結果と概ね一致しているのがわかる。有義波周期は単に代表

量としてだけではなく、波群全体の平均的な伝播速度を表わす量としても用いることができる。

図-1.4.9 は Case 1 と 2 の No.1 から No.6 の無次元伝播距離 kx に対する ρ_{max}

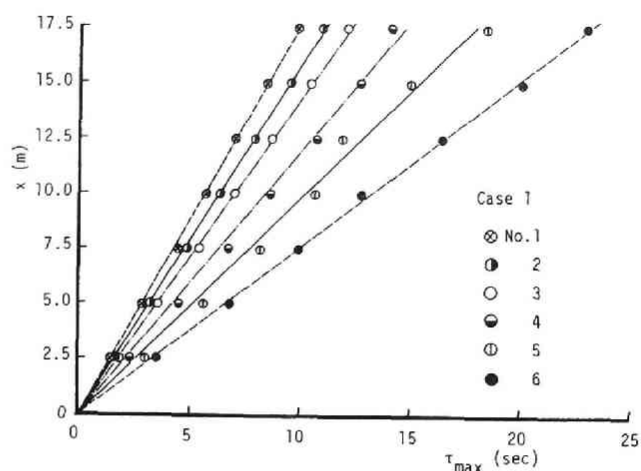


図-1.4.7 相互相関係数の最大値の出現時間 τ_{max} と波高計間隔 x との関係 (Case 1 の場合)

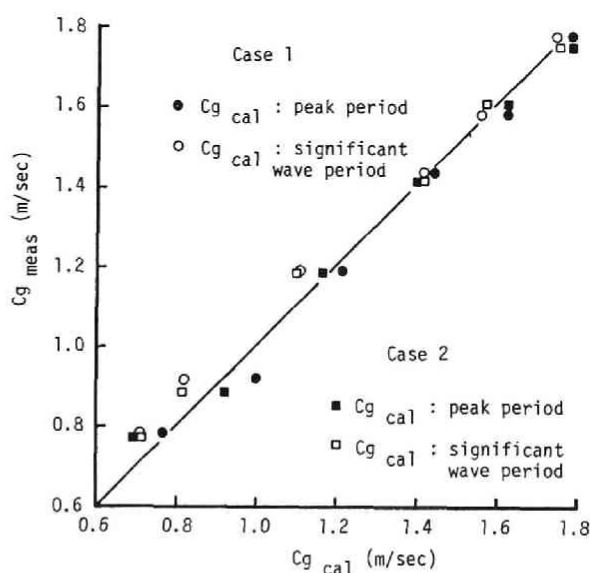
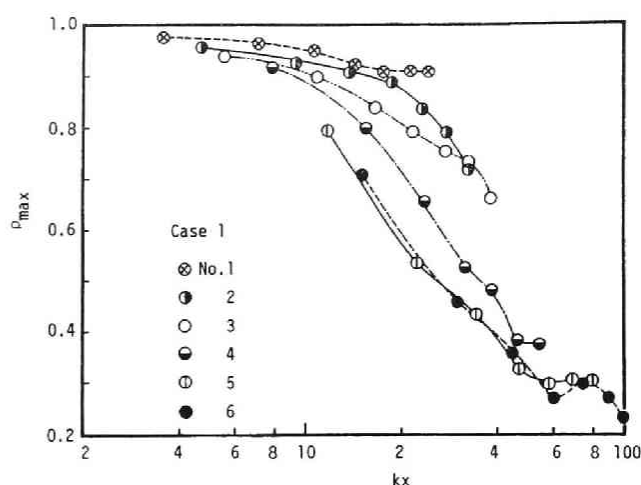


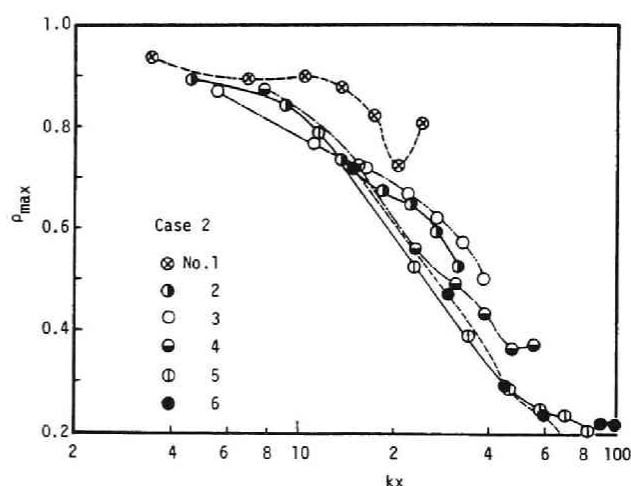
図-1.4.8 SIWEH 波形の伝播速度の比較

の変化を示したものである。Case 1 の (a) を見ると、同じ kh の値に対して No.1 から 4 では水深波長比が大きくなるほど ρ_{max} の値は小さくなり、SIWEH 波形の変化が大きくなっていることを示している ((b) でもその傾向は見られる)。No.5 と 6 については kh に対する ρ_{max} の変化はほぼ同じになっている。図の (b) の No.5 と 6 も同様である。図-1.4.9(a) および (b) の水深波長比が同じケースを比較すると、No.1 から 4 では同じ kh の値に対して、Case 2 の方が Case 1 に比べて ρ_{max} の値は小さく、初期 SIWEH 波形によって伝播に伴う変化の程度に差があることがわかる。今回の実験では、初期 SIWEH 波形が平坦な方が ($G F$ が小さい方が)、伝播に伴う SIWEH 波形の変化の程度が大きい。

Stokes 波は、 $kh > 1.36$ の場合、変調不安定により波群が形成されるが、有義波を用いて算定した水深波長比 $(kh)_{1/3}$ を見てみると、表-1.4.1 にあるように、No.5 と No.6 が 1.36 より大きくなっており、No.4 は 1.36 に近い。非線形性の程度を示す波形勾配 ka の値がほぼ等しく、 $(kh)_{1/3} > 1.36$ を満たす不規則波の実験ケースである No.5 と 6 において kh に対する ρ_{max} の変化がほぼ同じになるのは興味深い。



(a)



(b)

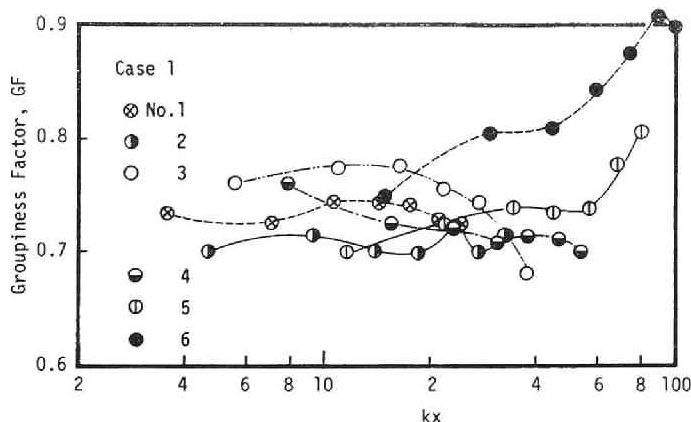
図-1.4.9 無次元伝播距離 kh に対する相互相関係数の最大値 ρ_{max} の変化 ((a) Case 1, (b) Case 2)

4-3 Groupiness Factor および波高の平均連長の変化

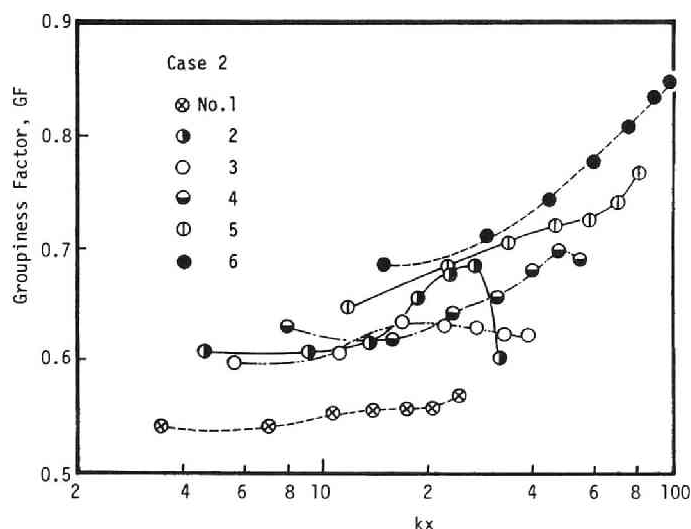
図-1.4.9 の kx に対する ρ_{max} の変化からだけでは、伝播に伴って波群化が進むのか、あるいは減衰するのかわからないので、図-1.4.10 と 1.4.11 に kx に対する GF と $\overline{j(\bar{H})}$ の変化を示す。図-1.4.10 の GF について見ると、 $(kh)_{1/3} < 1.36$ なる条件の No.1 から No.3 では各地点の GF の値に若干の変動はあるが、それほど変化していない。一方、 $(kh)_{1/3} > 1.36$ の条件である Case 1 の No.5 と 6、Case 2 の No.4, 5 および 6 の場合には kx の増加とともに GF は大きくなっている。

図-1.4.11 の $\overline{j(\bar{H})}$ について見ると、Case 1 と 2 の No.6、他にも Case 1 の No.1, 2 および 3、Case 2 の No.1 と 3 で

kx の増加とともにその値が大きくなっている。スペクトルの尖鋭度パラメーター Q_0 との関連において説明するとすれば、この $\overline{j(\bar{H})}$ の増加は伝播とともにスペクトルが尖鋭化していくためである、ということになる。確かに Case 1 および 2 の No.6 の場合には、伝播に伴って高周波数の成分波のエネルギー減衰のためにスペクトルが若干尖鋭化していく。しかし、Case 1 と 2 の No.1, 2 および 3 のスペクトル形がほとんど変化しないケースで



(a)



(b)

図-1.4.10 無次元伝播距離 kx に対する GF の変化
((a) Case 1, (b) Case 2)

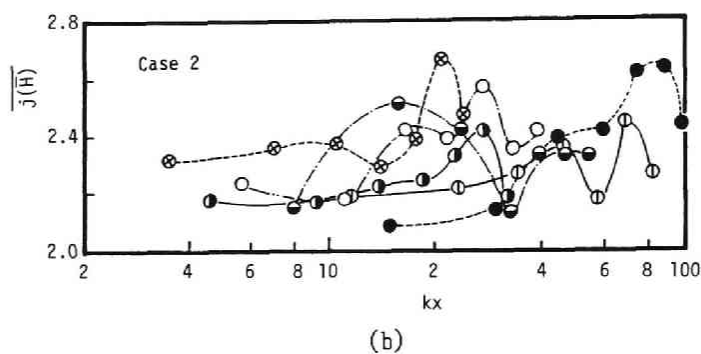
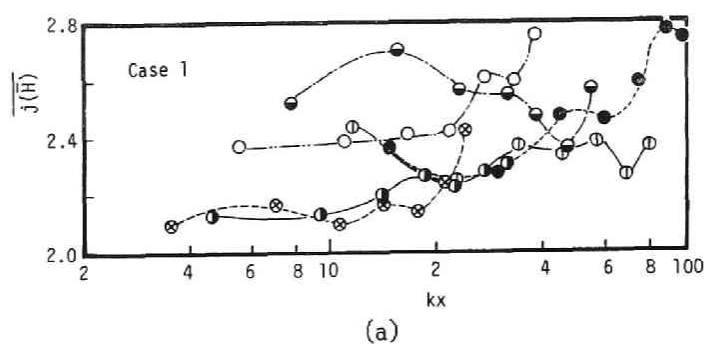


図-1.4.11 無次元伝播距離 kx に対する $\overline{j(H)}$ の変化
((a) Case 1, (b) Case 2)

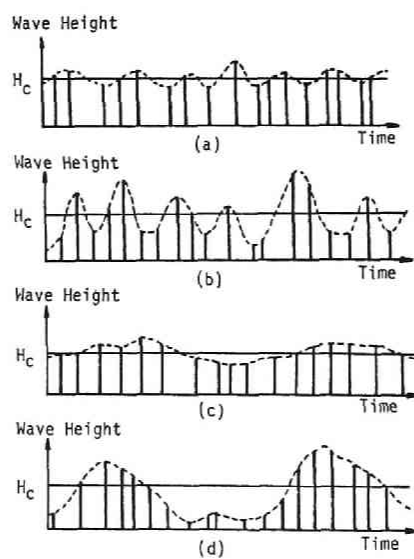


図-1.4.12 波の連なりのパターン

も、伝播につれ $\overline{J(\bar{H})}$ が大きくなり、これは Q_0 との関連においては説明できず、波群の伝播変形過程や波の変調不安定から説明した方が適切であると思われる。

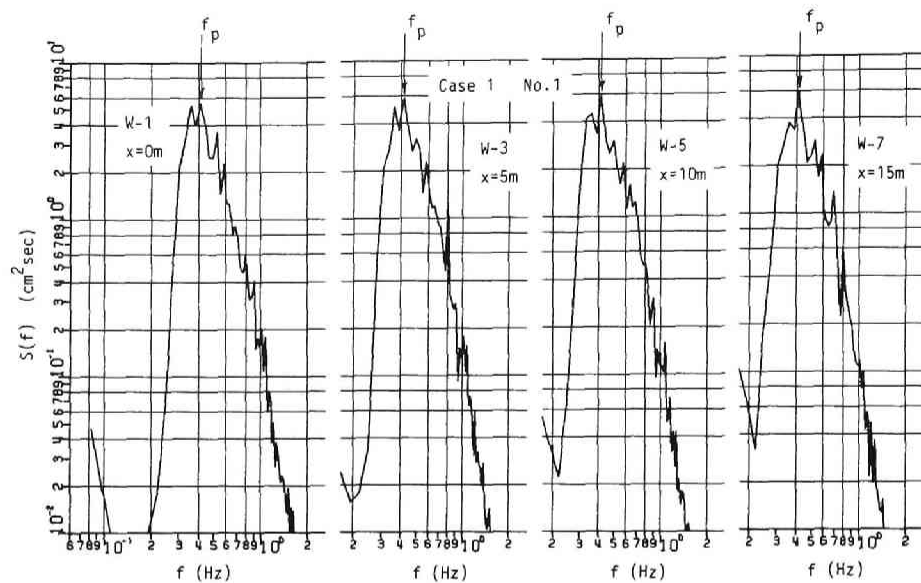
以上実験結果を整理すると、 $(kh)_{1/3} < 1.36$ の実験ケースにおいては、波の伝播に伴い、 GF はあまり変化しないか、かえって減少することもある。一方、 $\overline{J(\bar{H})}$ は増加の傾向にある。これは波群が扁平化していく傾向にあるためと考えられる。 $(kh)_{1/3} > 1.36$ の実験ケースにおいては、波の伝播に伴い GF が増加するとともに、 $\overline{J(\bar{H})}$ も増加する。これは波群化が進むためであると考えられる。このことは、図-1.4.3 および 1.4.4 の包絡波形の変化の実験結果や数値計算結果からも考察した。

図-1.4.12 には、波の連なりの四つのパターンを示してある。(a) は波高の平均連長も波エネルギーの変動もともに小さいもの、(b) は波高の平均連長は小さいが、波エネルギーの変動の大きいもの、(c) は波高の平均連長は大きいが、波エネルギーの変動の小さいもの、(d) は波高の平均連長も波エネルギーの変動もともに大きいものである。 $(kh)_{1/3} < 1.36$ の不規則波の実験ケースにおいては、波の連なり状況は 図-1.4.12 の (c) のような傾向に、 $(kh)_{1/3} > 1.36$ のケースにおいては (d) の傾向に移行していくものと考えられる。

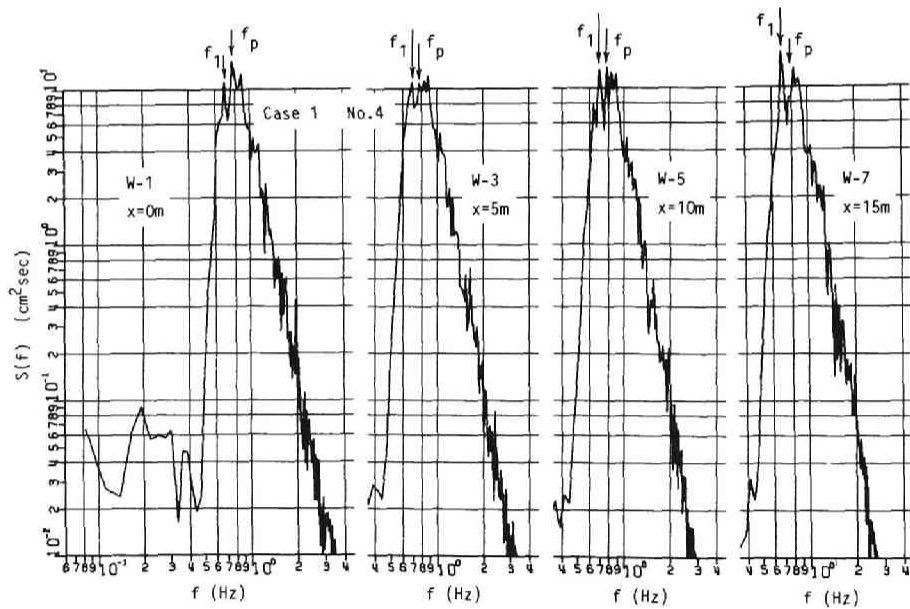
4-4 スペクトルの変化

図-1.4.13 (a) ~ (c) および 図-1.4.14 (a) ~ (c) は、それぞれ 表-1.4.1 に示した Case 1 の No.1, 4, 6, Case 2 の No.1, 4, 6 の実験ケースの 1 点おき (5m 間隔) の測定点での波のスペクトル形を示したものである。図-1.4.13 と 1.4.14 の (a) のスペクトルを見ると、すべての測定点でピーク周波数 f_p (図中に示してある) は 0.41Hz となっている。しかし、(b) や (c) のスペクトルを見ると、波高計 W-2 あるいは W-3 の位置まではピーク周波数であったものが、その後伝播とともに周波数 f_p のスペクトル密度が減少していき、それに代わり低周波数側の周波数 (図中には f_1 で示してある) のスペクトル密度が増加してきて、新たにスペクトルのピークとなる。このようなスペクトルの変化は $(kh)_{1/3} > 1.36$ の実験条件の場合に見られるものである。

風波の発達過程における波のスペクトルを詳細に調べると、スペクトルのピークのスパイクの他に両側にもスパイクが見られる。それらのスパイクが現われる周波数をそれぞれ f_p (ピーク周波数)、 f_1 (低周波数モード) および f_2 (高周波数モード) とすると、それらは $2f_p = f_1 + f_2$ の共鳴条件を満たしていること、またフェッチ方向のスペクトルの変化を見ると、 f_1 が新たなピーク周波数に移行していくことが明らかにされた (Lake-Yuen⁴⁾, Hatori⁵⁾)。これまでは風波のスペクトルの相似形を調べることに注意が払われてきたが、波の発達過程において変調不安定性が内在していることがわかってきた。特に、Lakeらは風波のモデル化を単一搬送周波数を持つ非線形波列が変調したものとし、そこから演繹される諸特性を実測値と比較して良い一致を得ている。波形勾配が小さい非線形波列では、 f_p の両側のモ

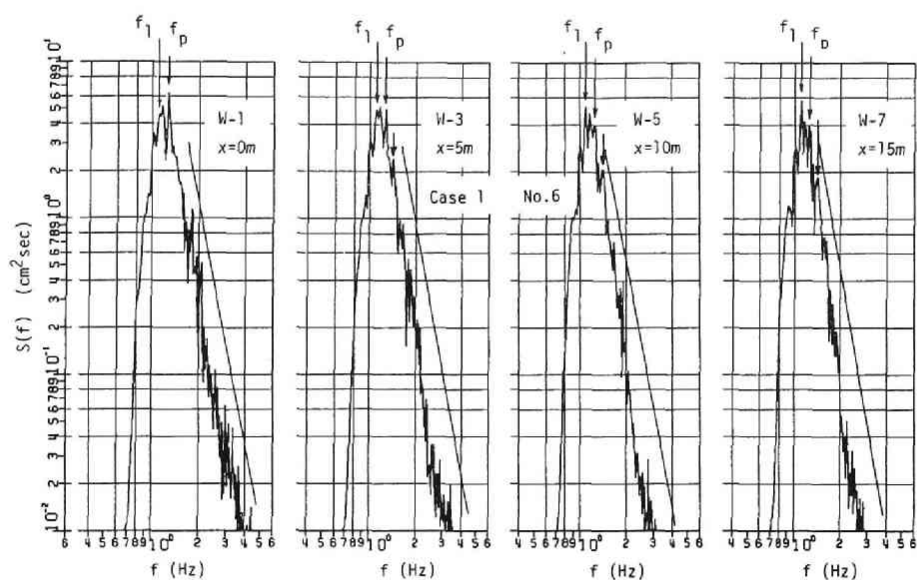


(a)



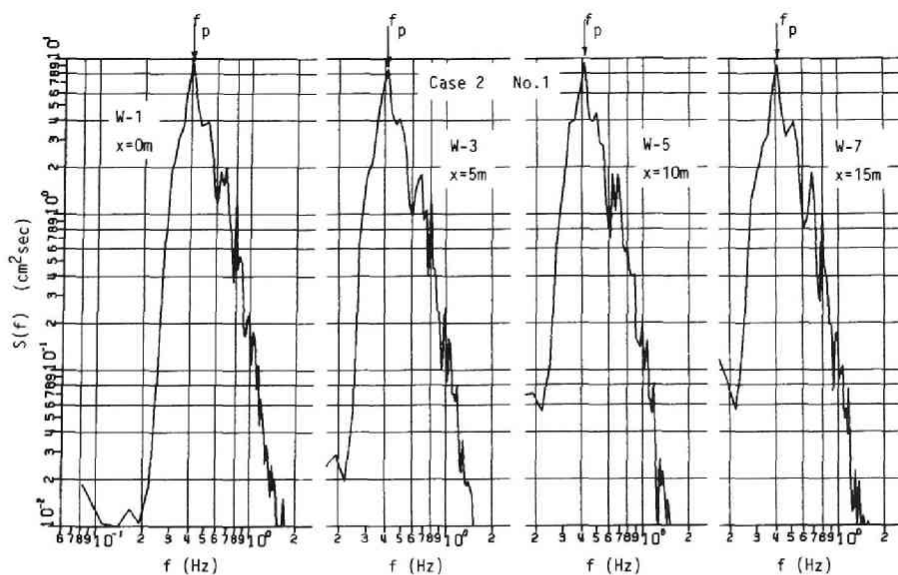
(b)

図-1.4.13 伝播に伴うスペクトルの変化 ((a) Case 1 No.1, (b) No.4, (c) No.6)



(c)

図-1.4.13 (つづき)



(a)

図-1.4.14 伝播に伴うスペクトルの変化 ((a) Case 2 No.1, (b) No.4, (c) No.6)

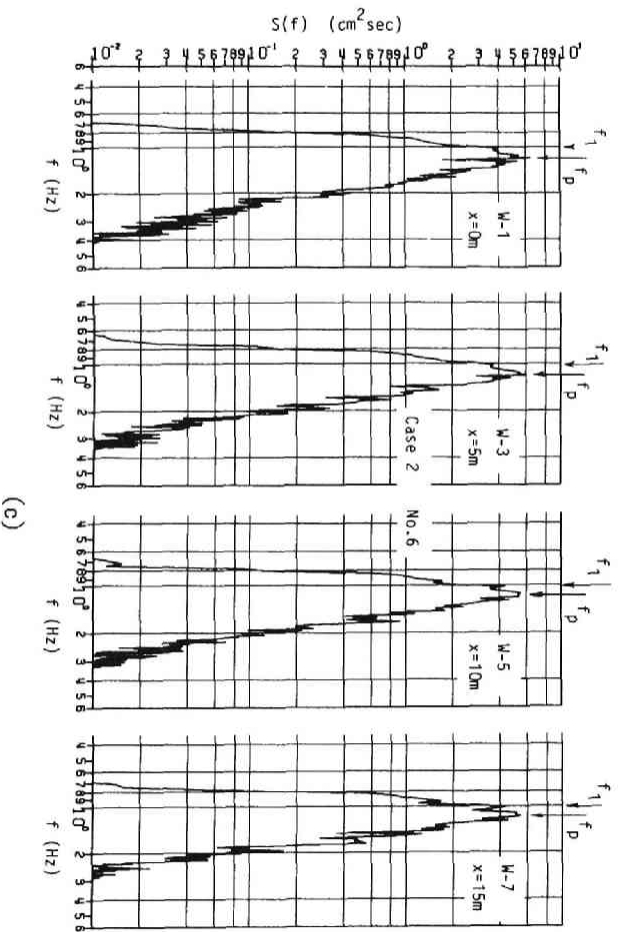
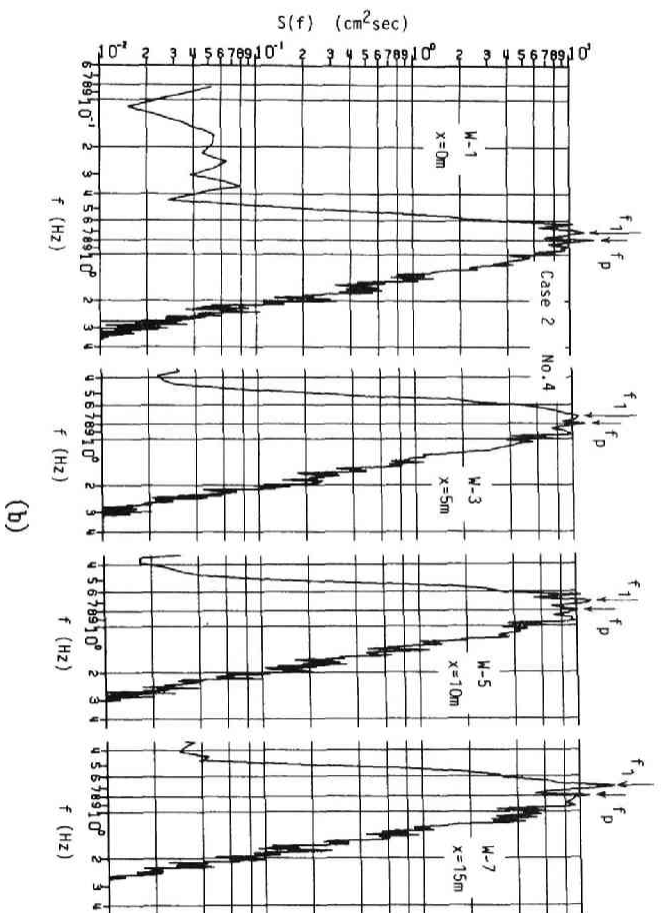


図-1.4.14 (つぎ)

ードが伝播距離の増加とともに発達し、また元の状態に戻るという FPU 再帰現象が見られる。ただし、粘性逸散のために完全な再帰現象は見られない。波形勾配が大きくなると、高周波数モードと低周波数モードのエネルギーの増加割合は異なって低周波数モードの方が大きくなり、伝播距離が増加すると、低周波数モードが新たにピーク周波数となる^{4) 6)}。図-1.4.13 や 1.4.14 の (b) や (c) に見られるように、風という外力もない、また機械的に造波された不規則波であっても、伝播に伴い低周波数モードがピーク周波数にかわる。

Hatori⁵⁾によると $f_p - f_1 = f_2 - f_p = 0.1 f_p$ であった。Taira⁷⁾が湖で測定した風波のスペクトルを解析した結果は $0.25 f_p$ であった。図の実験結果を整理すると次のようになる。

① Case 1 No.4

$$f_p = 0.769 \text{ Hz}, \quad f_1 = 0.678 \text{ Hz}$$

$$\delta = (f_p - f_1) / f_p = 0.107$$

② Case 1 No.6

$$f_p = 1.26 \text{ Hz}, \quad f_1 = 1.10 \text{ Hz}$$

$$\delta = (f_p - f_1) / f_p = 0.127$$

③ Case 2 No.4

$$f_p = 0.797 \text{ Hz}, \quad f_1 = 0.687 \text{ Hz}$$

$$\delta = (f_p - f_1) / f_p = 0.138$$

④ Case 2 No.6

$$f_p = 1.18 \text{ Hz}, \quad f_1 = 1.02 \text{ Hz}$$

$$\delta = (f_p - f_1) / f_p = 0.136$$

これらの現象はフーリエ成分波の重ね合わせによる不規則波のモデル化で説明できないものであり、新しい不規則波の力学モデルが必要である。

第5節 結 言

本章は、水理実験によって不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化を調べ、その変化特性を考察した。

第2節では実験装置および実験方法を説明し、第3節では解析方法について述べた。

第4節において、伝播に伴う不規則波浪の波群特性の変化に関する実験結果を示し、その考察を行ったが、主な結果は次の通りである。

(1) 不規則波の特定の波群に注目し、それらが一定水深領域を伝播する場合の包絡波形の変化、およびその伝播変形に及ぼす浅海性の影響について、実験および非線形 Schrödinger 方程式の数値計算の両面から検討した。実験結果から、水深が 50cm の $(kh)_{1/3} > 1.36$ (添字

'1/3' は有義波を示す) となる場合には、はじめに振幅がそろっていた包絡波形の部分が、伝播に伴い振幅が大きくかつ幅の狭い波群に変形するが、水深が 15cm の $(kh)_{1/3} < 1.36$ の場合には、伝播に伴い振幅がよりそろった波群が形成されることがわかった。また、数値計算結果でも同様な傾向が得られることがわかった。実験結果と計算結果の差の原因としては、次のことが挙げられる。①非線形 Schrödinger 方程式は単一搬送周波数を持つ弱非線形波列に対する方程式である。不規則波の波群を構成する個々波の周期はほぼ等しいとしてこの式を用いたが、実際にはある程度の周期の幅がある。②数値計算で与える初期波形として、いくつかの搬送周波数が異なる波群が重なり合っているかもしれない時間波形を便宜的に取り出し、空間波形に変換して用いている。③数値計算における両端の境界条件を、単一波群の変形の計算法で説明したのと同じ方法で強制的に与えており(単一波群の場合には、包絡波形の両端の値は 0 としておけばよいので問題はない)、それが計算結果に影響する。④数値計算結果では波の減衰を考慮していない。

(2) 波の連なりを SIWEH で表わし、相互相関解析によってその波形の伝播特性を調べた。その結果、SIWEH 波形の伝播速度は、スペクトルのピーク周期あるいは有義波周期から計算される群速度とほぼ等しく、また、この群速度は個々の波群の伝播速度を代表できることがわかった。 $(kh)_{1/3} < 1.36$ の場合、無次元伝播距離 kx が同じ値に対しては、水深波長比が大きくなるほど、相互相関係数の最大値の値が小さくなること(SIWEH 波形の変化が大きくなることを示す)、また初期 SIWEH 波形が平坦な不規則波の方が、伝播に伴う SIWEH 波形の変化が大きくなること、 $(kh)_{1/3} > 1.36$ の場合には、 kx に対する相関係数の最大値の変化はほぼ等しくなることがわかった。

(3) 波群化の程度を表わす代表量として、Groupiness Factor と波高の平均連長を取り上げ、波の伝播に伴うそれらの変化傾向を調べた。その結果、 $(kh)_{1/3} < 1.36$ の実験ケースの場合には、 kx が増加しても Groupiness Factor はあまり変化しない場合と、 kx の増加とともに減少する場合がある。一方、波高の平均連長は伝播に伴い増加の傾向にある。これは不規則波を構成する波群が扁平になっていくためであることを説明した。 $(kh)_{1/3} > 1.36$ の実験ケースの場合、伝播距離の増加に伴い Groupiness Factor が増加するとともに、波高の平均連長も増加する。これは伝播に伴い波群化が進むためであることを示した。

(4) 最後に、波のエネルギー・スペクトルの変化について調べた。その結果、 $(kh)_{1/3} > 1.36$ の実験ケースの場合には、伝播に伴い、スペクトルのピーク周波数のエネルギー密度が減少していき、それにかわって低周波数モードのスペクトル密度が増加してきて、新たにスペクトルのピークとなるという現象が見られる。この現象は、非線形波列のスペクトルの変化および風波の発達過程のスペクトルの変化に見られるものと同じであり、波の変調不安定性に起因するものである。

参考文献

- 1) 岩垣雄一・間瀬 肇・北 直紀: Wave Group を考慮した不規則波のシミュレーションとその特性, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.55-59, 1982.
- 2) 木村 晃・朝倉一雅・瀬山 明: 浅海域における長周期水位変動の伝播特性, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.143-147, 1983.
- 3) Mark, W.D.: Spectral analysis of the convolution and filtering of nonstationary stochastic processes, Jour. Sound Vib., Vol.11, No.1, pp.19-63, 1970.
- 4) Lake, B.M. and H.C.Yuen: A new model for nonlinear wind waves, Jour. Fluid Mech., Vol.88, pp.33-62, 1978.
- 5) Hatori, M.: Nonlinear property of laboratory wind waves at energy containing frequencies, Part 2. Detailed structures of power spectra and their evolution with fetch, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.40, pp.12-18, 1984.
- 6) Melville, W.K.: The instability and breaking of deep-water waves, Jour. Fluid Mech., Vol.115, pp.165-185, 1982.
- 7) Taira, K.: A field study of the development of wind-waves, Part 1. The experiment, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.28, pp.187-202, 1972.

第5章 非線形波動理論に基づく現 地波浪の波群特性の解析

第1節 概 説

現地波浪の波群特性の解析に当っては、波高の連や高波の繰返し長さといった統計量を取り上げ、それらの値や時間変化を調べたり、観測結果を連の理論と比較して、理論の妥当性を検証したりするのが通例である。その場合、統計的な観点に基づいた議論が中心となる（例えば、間瀬・岩垣¹⁾）。連の理論（例えば、Goda²⁾、Nolte-Hsu³⁾、Kimura⁴⁾）も一般の不規則変動の解析に用いる統計理論に基づいたものであり、その理論に必要なパラメーターは波のスペクトル形や波高の確率分布より与えられることから、波の特性とある程度は結びついているが、波の場の力学すなわち波動理論に基づいた考察はほとんどなされていない。波群特性を表わす統計量が変化する場合にも、それらには波の力学的機構に支配された特徴が現われている（第4章参照）。

本編第4章で示した波の伝播距離の増加に伴うスペクトルの変化の実験結果、およびHatori⁵⁾による fetch 方向の風波のスペクトルの発達の実験結果に見られるように、エネルギー Spektrルのピークの両側にはスパイクが存在する。これらのスパイクは低周波モードの方が卓越しているが、不規則波浪の場には変調モード(side band)の存在による振幅変調が内在しているのではないかと考えられる。Lake-Yuen⁶⁾は室内実験による風波の変調周波数とBenjamin-Feir⁷⁾の理論による波の変調周波数を比較し、両者のばらつきは大きい、定性的には合っていることを示している。

本研究は、まず波の変調不安定という力学的な観点から現地波浪の波群特性を考察することを目的とし、波群特性を表わす統計量として波の振幅変調周期（これを代表的な波の周期で割れば高波の繰返し長さに対応する）を取り上げ、その実測値と非線形波動理論の一つであるZakharov方程式を用いて算定した波の振幅変調周期を比較・検討する。次に、コスタリカで観測されたうねりの波群構造について、第3章の結果を基に、波群の非線形伝播変形という観点から一つの解釈を示す。本章の構成は次のようである。

第2節では、変調不安定理論による Zakharov 方程式を用いた波の振幅変調周期の算定法について説明する。

第3節では、解析する波浪観測資料について述べる。

第4節では、波の振幅変調周期について、計算結果と実測結果の比較・検討を行う。また、コスタリカで観測されたうねりの波群構造について一つの解釈を示す。

第5節は、本章の結果をまとめ、結びとする。

第2節 変調不安定理論に基づく波の振幅 変調周期の算定

波の変調不安定を解析する場合、有限振幅の影響を考慮できる Zakharov 方程式を用いなければならないことが、Crawford-Lake-Saffman-Yuen⁸⁾によって示された。ここでは Crawford らおよび Stiassnie-Shemer⁹⁾に従って、Zakharov 方程式を用いた波の変調不安定理論を示す。この結果を用いて波の振幅変調周期を算定し、後に実測値との比較を行う。Crawford らは深海における3次のオーダーの Zakharov 方程式を用いており、Stiassnie らは新たに任意水深（ただし一様水深）における4次のオーダーまでの Zakharov 方程式を誘導し、その結果を用いている。ここでは、Stiassnie らの任意水深における3次のオーダーまでの Zakharov 方程式を採用する。

いま $B(\mathbf{k}, t)$ を振幅スペクトルとすれば、Zakharov 方程式は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} i \frac{\partial B(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = & \iiint_{-\infty}^{\infty} T(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) B^*(\mathbf{k}_1, t) B(\mathbf{k}_2, t) B(\mathbf{k}_3, t) \\ & \times \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) \exp[i\{\omega(\mathbf{k}) + \omega(\mathbf{k}_1) \\ & - \omega(\mathbf{k}_2) - \omega(\mathbf{k}_3)\}t] d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3 \end{aligned} \quad (1.5.1)$$

ここで、 \mathbf{k} は (k_x, k_y) なる波数ベクトル、 $\omega(\mathbf{k})$ は $\omega(\mathbf{k}) = (g|\mathbf{k}| \tanh|\mathbf{k}|h)^{1/2}$ の分散関係を満たす角周波数、 δ はデルタ関数であって、この式は振幅スペクトル $B(\mathbf{k}, t)$ の相互干渉を表わしている。積分核 $T(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3)$ は次のように表わされる。以後 $T_{0,1,2,3}$ のように波数を略して記す。

$$T_{0,1,2,3} = 0.5(T_{0,1,2,3}^{(2)} + T_{0,1,3,2}^{(2)}) \quad (1.5.2a)$$

$$\begin{aligned} T_{0,1,2,3}^{(2)} = & W_{0,1,2,3}^{(2)} - \frac{V_{0,2,0-2}^{(1)} V_{3-1,1,3}^{(2)}}{\omega_{3-1} + \omega_1 - \omega_3} - \frac{V_{0,0-2,2}^{(1)} V_{3-1,1,3}^{(2)}}{\omega_{3-1} + \omega_1 - \omega_3} \\ & - \frac{V_{0,2-0,2}^{(2)} V_{1-3,3,1}^{(2)}}{\omega_{1-3} + \omega_3 - \omega_1} - \frac{V_{0,-0-1,1}^{(3)} V_{2-3,3,2}^{(3)}}{\omega_{2+3} + \omega_2 + \omega_3} \\ & - \frac{V_{0,1,-0-1}^{(3)} V_{2-3,3,2}^{(3)}}{\omega_{2+3} + \omega_2 + \omega_3} - \frac{V_{2+3,2,3}^{(1)} V_{0,1,0+1}^{(2)}}{\omega_{2+3} - \omega_2 - \omega_3} \end{aligned} \quad (1.5.2b)$$

$$V_{0,1,2}^{(1)} = -2 V_{-0,1,2} + V_{1,2,0} \quad (1.5.3a)$$

$$V_{0,1,2}^{(2)} = 2(V_{0,1,2} - V_{-0,2,1} - V_{1,-2,0}) \quad (1.5.3b)$$

$$V_{0,1,2}^{(3)} = 2 V_{-0,-1,-2} + V_{-1,-2,0} \quad (1.5.3c)$$

$$V_{0,1,2} = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{g\omega_2}{2\omega_0\omega_1} \right)^{1/2} \{ \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_1 + \left(\frac{\omega_0\omega_1}{g} \right)^2 \} \quad (1.5.3d)$$

$$W_{0,1,2,3}^{(2)} = W_{-0,-1,2,3} + W_{2,3,-0,-1} \\ - W_{2,-1,-0,3} - W_{-0,2,-1,3} - W_{-0,3,2,-1} - W_{3,-1,2,-0} \quad (1.5.4a)$$

$$W_{0,1,2,3} = \frac{1}{64\pi^2} \left(\frac{\omega_2\omega_3}{\omega_0\omega_1} \right)^{1/2} |\mathbf{k}| |\mathbf{k}_1| \{ 2|\mathbf{k}| \tanh|\mathbf{k}_1|h \\ + 2|\mathbf{k}_1| \tanh|\mathbf{k}|h - \frac{1}{g} \tanh|\mathbf{k}|h \tanh|\mathbf{k}_1|h (\omega_{0+2}^2 \\ + \omega_{0+3}^2 + \omega_{1+2}^2 + \omega_{1+3}^2) \} \quad (1.5.4b)$$

ここで、 ω_{1+2} などの略記号は $\omega(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$ を意味するものである。なお、Journal Fluid Mechanics に登載されている Stiassnie-Shemer の論文にはミスプリントが数箇所あるので、Stiassnie 博士より直接教えて頂いた、正しく訂正したものを上式に示した。

波数ベクトル $\mathbf{k}_0 = (k_0, 0)$ を持つ一定振幅の波列は次のようになる。

$$B_0(\mathbf{k}_0, t) = b_0 \exp(-iT_{0,0,0,0}b_0^2 t) \quad (1.5.5)$$

搬送波の振幅 α_0 と式(1.5.5) の b_0 には

$$b_0 = \pi \left(\frac{2g}{\omega_0} \right)^{1/2} \alpha_0 \quad (1.5.6)$$

の関係がある。この一定波列に $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{K}$ および $\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0 + \mathbf{K}$ の波数を持ち、振幅がそれぞれ $B_1(\mathbf{k}_1, t)$, $B_2(\mathbf{k}_2, t)$ (ただし $|B_1|, |B_2| \ll |B_0|$) の攪乱波が加わった場合を考える。式(1.5.1) から、微小量の2次のオーダーを無視して、次式が得られる。

$$i \frac{dB_1}{dt} = 2 T_{1,0,1,0} b_0^2 B_1 + T_{1,2,0,0} B_2^* b_0^2 \exp(-i\tilde{\omega} t) \quad (1.5.7a)$$

$$i \frac{dB_2}{dt} = 2 T_{2,0,2,0} b_0^2 B_2 + T_{2,1,0,0} B_1^* b_0^2 \exp(-i\tilde{\omega} t) \quad (1.5.7b)$$

ここで、

$$\tilde{\omega} = (2\omega_0 - \omega_1 - \omega_2) + 2 T_{0,0,0,0} b_0^2 \quad (1.5.8)$$

である。

B_1 , B_2 に次の解を仮定する。

$$B_1 = b_1 \exp \{-i(0.5 \tilde{\omega} - \Omega)t\} \quad (1.5.9a)$$

$$B_2 = b_2 \exp \{-i(0.5 \tilde{\omega} + \Omega)t\} \quad (1.5.9b)$$

これらを式(1.5.7a,b)に代入し、その結果から b_1 , b_2 が有意な解を持つ条件として、

$$\Omega = (T_{2,0,2,0} - T_{1,0,1,0})b_0^2 \pm \sqrt{\{0.5 \tilde{\omega} - (T_{1,0,1,0} + T_{2,0,2,0})b_0^2\}^2 - T_{1,2,0,0}T_{2,1,0,0}b_0^4} \quad (1.5.10)$$

が得られる。 Ω が虚数の場合、攪乱波は時間とともに増大し、振幅変調が現われることになる。

波はすべて一方向に伝播する場合を考え、 $\mathbf{K} = (K_x, 0)$ とし、無次元波数差 $\kappa = K_x / K_0$ を定義する。図-1.5.1 は、変調モードの無次元増加割合 $2 \operatorname{Im}(\Omega) / (\omega_0 K_0^2 \alpha_0^2)$ を、搬送波の $K_0 \alpha_0$ (波形勾配の π 倍に等しいので、以下これを波形勾配と証する) をパラメーターとして、無次元波数差 κ を $2 K_0 \alpha_0$ で割ったものに対して求めた結果を示したものである。ここで、 Im は複素数の虚数部を意味する。(a) は $K_0 h$ (水深波長比の 2π なので、以下これを水深波長比という) が 10.0 の場合 (これは深海の条件となっており Crawfordらの結果と同じである)、(b) は 3.0, (c) は 2.5, (d) は 2.0, (e) は 1.5 の場合である (κ が小さくなると計算結果が発散する場合があるが、そのような場合の計算結果は示していない)。例えば、(a) 図で波形勾配 $K_0 \alpha_0$ が 0.1 の場合、 $0 < \kappa / 2 K_0 \alpha_0 < 1.23$ なる条件で変調不安定が起こることを示している。深海における非線形波列の実験では、一定振幅の波を造波していても、伝播距離が増加すると変調モードが発達してきて、波はビートを打つようになる。例えば、図の(a)の深海の場合、波形勾配 $K_0 \alpha_0$ が 0.1 の波を造波すると、 $\kappa / 2 K_0 \alpha_0$ が約 0.87 となる変調モードが発達してくる。しかし、この変調モードは永久に増加し続けるのではなく、後に減少し、FPU 現象が見られるものである。 $K_0 \alpha_0 \leq 0.3$ の場合には、水深波長比 $K_0 h$ が 3.0, 2.5, 2.0, 1.5 と減少するにつれ、同じ波形勾配の波に対して、変調不安定となる波数差の領域が狭くなるとともに、時間的増加割合も減少していくことがわかる。また、水深波長比が 1.36 より小さくなると変調不安定はもはや起こらない。

実測値と比較するための波の振幅変調周期は次のようにして求める。波が最も不安定となる場合の κ が求まれば、その関数である変調モードの周波数は

$$\omega_1' = \omega_1 + 0.5 \tilde{\omega} - \operatorname{Re}(\Omega) \quad (1.5.11a)$$

$$\omega_2' = \omega_2 + 0.5 \tilde{\omega} + \operatorname{Re}(\Omega) \quad (1.5.11b)$$

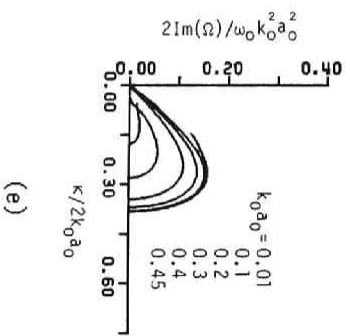
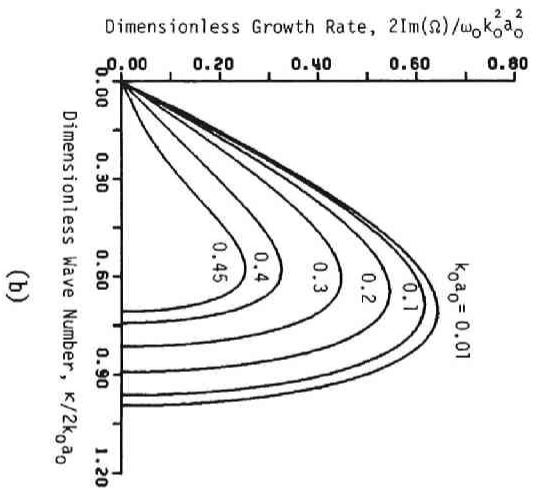
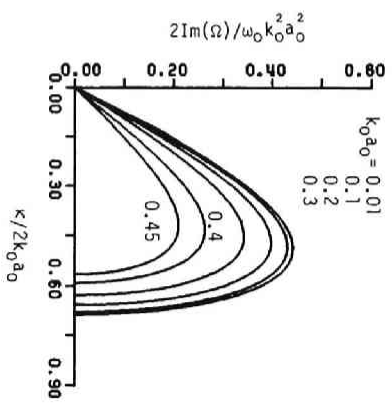
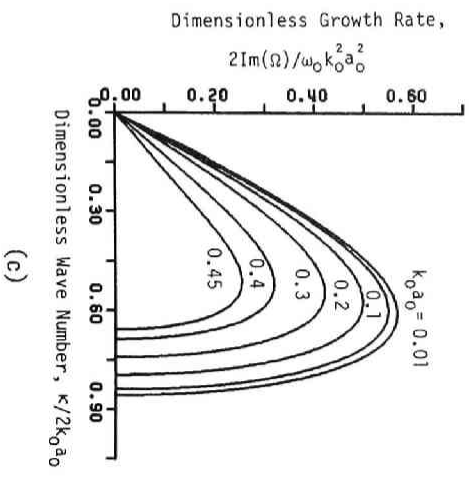
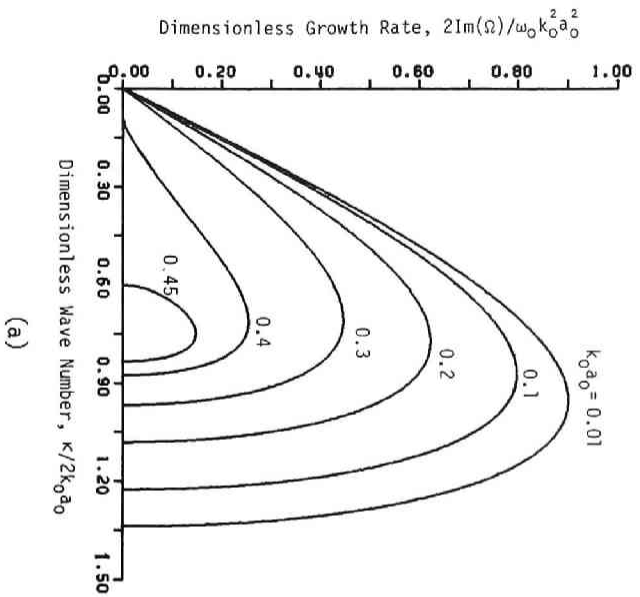


図-1.5.1 波の不安定ダイアグラム ((a) 水深波長比 $kh=10.0$, (b) 3.0 , (c) 2.5 , (d) 2.0 , (e) 1.5 の場合)

となる。ここで、 Re は複素数の実数部を意味する。一方、非線形性による周波数のずれを搬送波にくり込んで、主要波の周波数は次のように求められる。

$$\omega = \omega_0 + T_{0,0,0,0}b_0^2 \quad (1.5.12)$$

これらを用いて無次元周波数差は

$$\begin{aligned} \Delta &= (\omega - \omega_1')/\omega = (\omega_2' - \omega)/\omega \\ &= \{0.5(\omega_2 - \omega_1) + \text{Re}(\Omega)\}/\omega \end{aligned} \quad (1.5.13)$$

で与えられる。波の振幅変調周期は次のようになる。

$$T_g = 2\pi/\Delta\omega \quad (1.5.14)$$

以上の式の展開においては、搬送波の波数 k_0 と振幅 α_0 を用いていることに注意しなければならない。実際に実験および現地観測で測定できるものは波高 H と周期 T である。従って、この H と T を用いて搬送波を推定しなければならない。近似的には、 T と水深から微小振幅波理論により波数 k_0' が得られ、 H の $1/2$ 倍として振幅 α_0' が得られる。これらの波数と振幅を用いて式(1.5.6) と(1.5.12)から ω が計算でき、これより $T = 2\pi/\omega$ と求められる。この T' と測定された T は等しくない。 $T' = T$ となるような k_0 と α_0 を用いなければならない。これは次の式(1.5.15a, b) を満足する k_0 と α_0 を用いればよい。

$$\begin{aligned} \omega/k_0 &= (\omega_0 + T_{0,0,0,0}b_0^2)/k_0 \\ &= \sqrt{\frac{g}{k_0} \tanh k_0 h} \\ &\quad \times \left\{ 1 + \frac{9 \tanh^4 k_0 h - 10 \tanh^2 k_0 h + 9}{16 \tanh^4 k_0 h} (k_0 \alpha_0)^2 \right\} \end{aligned} \quad (1.5.15a)$$

$$(\omega = 2\pi/T)$$

$$k_0 \alpha = k_0 \alpha_0 + \frac{24 \cosh^6 k_0 h + 3}{64 \sinh^6 k_0 h} (k_0 \alpha_0)^3 \quad (1.5.15b)$$

$$(\alpha = H/2)$$

しかし、ここで解析する現地波浪はもともと一定振幅、周期の波ではないので、搬送波としてどのような代表量を用いればよいかは明らかではない。そこで、とりあえず有義波と平均波を搬送波として用い、式(1.5.14)から振幅変調周期を算定し、実測値と比較した。

以上述べた3成分の波の干渉から振幅変調周期を算定するかわりに、多成分の振幅スペクト

ル（初期値は実測のスペクトルから与える）に対し式(1.5.1)の連立方程式を解いて、変調周期を算定する方法も考えられるが、これは次の課題とした。この方法では搬送波として何を使うかという問題はなくなる。

第3節 解析に用いる波浪観測資料

3-1 琵琶湖における波浪観測記録

琵琶湖における波浪観測は、1975年3月16日から4月20日および1975年10月1日から1976年3月15日の期間中、琵琶湖彦根愛西地区および長浜地区において、岩垣・土屋を中心とする京大観測グループによって実施された¹⁰⁾。

彦根愛西地区では、水深変化による波浪の変形特性を観測するための波高計群（容量式波高計）と方向スペクトル観測用の波高計群よりなる波浪観測システムが用いられた。一方、長浜地区においては三角形に設置された3台の波高計群が用いられた。

波浪データは、彦根愛西地区では湖岸に設置された小屋の中の2台の6チャンネルペン書きオシログラフおよび14チャンネルデータレコーダーを用い、長浜地区においては4チャンネルペン書きオシログラフおよび4チャンネルデータレコーダーにより記録された。定時観測としては毎時0分から10分までの10分間の観測が行われた。定時観測の他、一部季節風の風波の状況が連続観測された。

本章で解析に用いた観測資料は、彦根愛西地区における波浪記録であり、11台の波高計群のうちの波高計N-9（設置水深4.0m）により計測された1975年10月5日11時27分から5時間、10月5日18時00分から5時間、10月5日23時00分から5時間および12月16日18時30分から5時間の四つの連続記録である。これらの記録はサンプリング間隔0.04秒でA-D変換され、磁気テープにファイルされている。解析に当たっては、それぞれ5時間の連続記録を20分ごとに分割し、その間の波浪は定常であるとして扱う。

これらの波浪記録の一部は第2編および第3編でも用いる。

3-2 コスタリカにおける波浪観測記録

波浪観測は、コスタリカのニコヤ湾東方に位置するカルデラ港の岸から1.7km沖（水深15.5m）で、超音波式波高計を用いて行われ、通常2時間おきに20分間の定時観測がされている。1981年5月には約9000km伝播してきたうねりの波浪記録が取得された。それは5月6日から7日にかけての3時間の連続観測記録と六つの定時観測による記録、5月19日から20日にかけての九つの定時観測による記録、および5月19日から20日にかけての14時間の連続記録と一つの定時観測による波浪記録である。3時間の連続観測記録は30分ごとに6個に、14時間の連続観測記録は27個に分割され、計49個の波浪記録になっている。それぞれの記録は1秒ごとにデジタル化されている。運輸省港湾技術研究所 合田良実次長から借用したデータは、これ

らのデジタル値がリストに出力されたものである。そこで、データをパンチカードに打ち込み、その結果を磁気テープおよび MSS にファイルした。データ数が多いため、実際にファイルした波浪記録は、リストのケース番号に従えば、No.1~7 および No.25~47 の計 28 個であり、これは主に 5月 6日から 7日の連続観測記録と 5月21日から22日の連続観測記録である。

Goda¹¹⁾ は、これらの波浪記録を用いてうねりのスペクトル形を詳しく解析するとともに、波群の特性を統計的立場から調べている。土屋・安田・篠田¹²⁾ は、このうねりについてソリトン表示を試み、その波群構造をソリトン化への遷移過程として考察している。

第4節 現地波浪の波群特性に関する解析 結果および力学的考察

4-1 琵琶湖における波浪観測記録の場合

第2節で示した解析法は、本来は一定の振幅と波数を持つ波に対するものであり、初期には一定振幅の波であっても、振幅変動が現われるというものである。現地波浪の高波の繰り返し

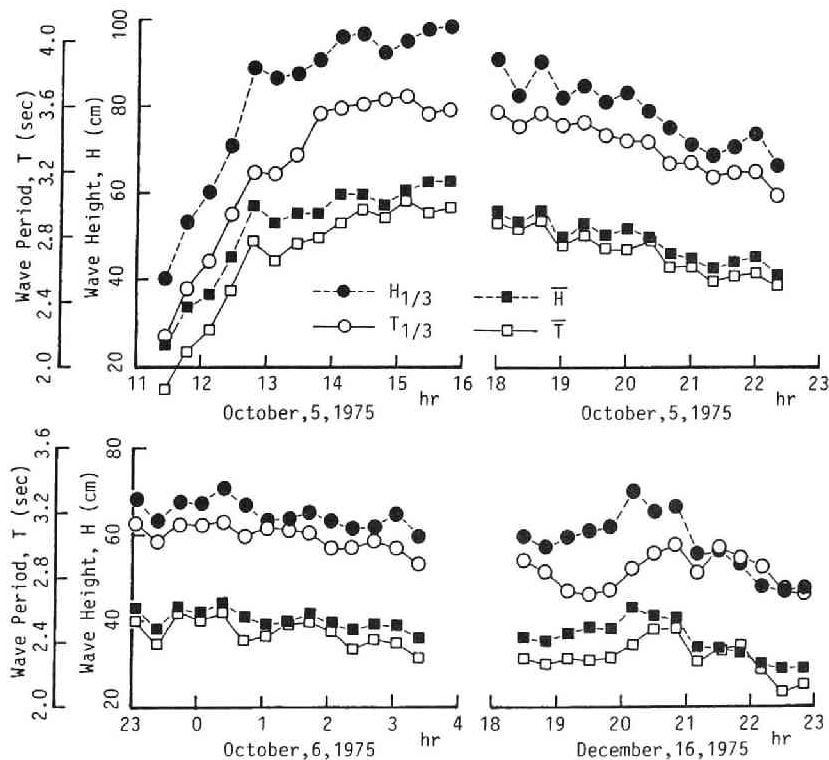


図-1.5.2 波高 H および周期 T の時間変化

(添字 '1/3' は有義波, 'm' は平均波を示す)

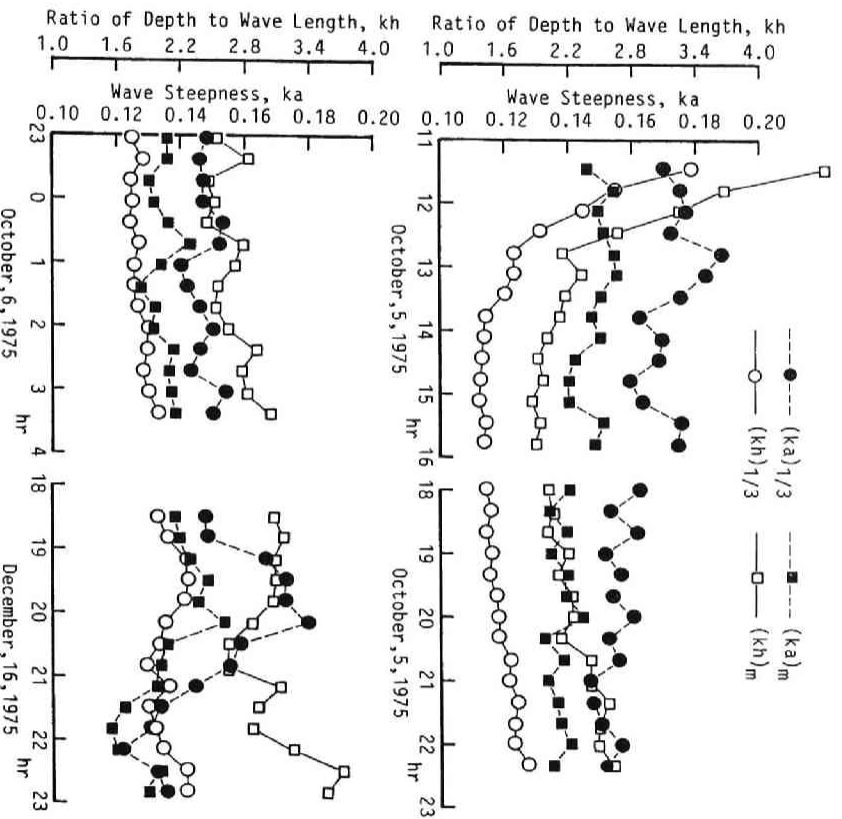


図-1.5.3 波形勾配 ka および水深波長比 kh の時間変化
(添字 '1/3' は有義波, 'm' は平均波を用いたことを示す)

周期に, このような変動不安定現象が内在しているのではないかとの立場から, 実測値と計算結果の比較・検討を行う。

図-1.5.2 は有義波高 $H_{1/3}$ (図中には●印で表示してある), 有義波周期 $T_{1/3}$ (○印), 平均波高 \bar{H} (■印), 平均周期 \bar{T} (□印) の時間変化を示したものである。図-1.5.3 は, 有義波および平均波から算定される波形勾配 ka ($=\pi H/L$) と水深波長比 kh ($=2\pi h/L$) の時間変化を示したものである。添字 '1/3' は有義波, 'm' は平均波によるものであることを意味する。波形勾配は, $(ka)_{1/3}$ で 0.13 から 0.19, $(ka)_m$ で 0.12 から 0.18 の狭い範囲に分布している。水深波長比 $(kh)_{1/3}$ は, 1975年10月5日 14:00から 19:30 にかけて 1.5 より小さくなっている。

現地波浪の振幅変調周期は、次の二通りの方法で求めた。

- ① SIWEH のスペクトルを計算し、そのスペクトル密度が最大となる周期を代表値とする。
- ② SIWEH にもう一度数値フィルターをかけ滑らかな波形とし、その波形に対して、平均値 \bar{E} を基準としてゼロアップクロス法で個々の周期を求め、その平均を代表値とする。

①および②によって得られる振幅

変調周期をそれぞれ $(T_g)_{MP}$ 、

$(T_g)_{MF}$ で表わす。②で用いるフィルターは、SIWEH のスペクトルのピーク周波数の 0.5 倍以下および 1.5 倍以上の成分波の振幅をすべて 0 とするもので、これは FFT 法を用いれば簡単に行える。スペクトルのピーク周波数は分解周波数、自由度の取り方によって少しずつ異なるが、多少ピーク周波数の算定がずれていても②の方法で算定される平均周期はほとんど変化しない。図-1.5.4 は二通りの方法で求めた波の振幅変調周期を比較したものである。 $(T_g)_{MF}$ の方が $(T_g)_{MP}$ より

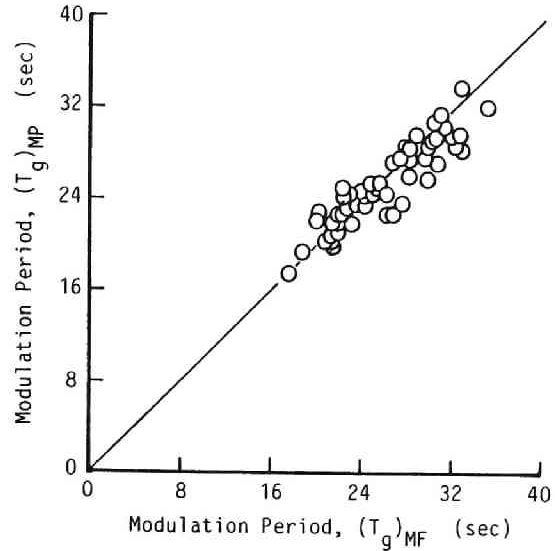


図-1.5.4 二通りの方法で求めた現地波浪の振幅変調周期の比較

若干大きくなっているが、両者にはそれほど差がないことがわかる。

図-1.5.5 は、現地観測結果 $(T_g)_{MF}$ (図中では●印で示す)、 $(T_g)_{MP}$ (○印) と Zakharov 方程式を用いて算定される振幅変調周期の計算値 $(T_g)_{CS}$ (搬送波として有義波を用いた場合、■印)、 $(T_g)_{CM}$ (搬送波として平均波を用いた場合、□印) の時間変化を示したものである。なお、理論値が 40 秒より大きいものはすべて 40.5 秒のところにプロットしてある。有義波を用いて算定される $(T_g)_{CS}$ は実測値よりも大きくなってしまふ。 $(kh)_{1/3} > 2.0$ の時のみ (すなわち、1975年10月 5日11:30 から 12:10、および1975年12月16日19:10 から 20:10) 実測値とほぼ合っている。平均波を用いて算定される $(T_g)_{CM}$ は実測値とかなり合っている。この図より、搬送波としては平均波を用いた方が良いことがわかる。しかし、1975年10月 5日14:30 から 19:30 ごろまでは実測値よりも大きくなっている。この時間帯は、図-1.5.3 において $(kh)_{1/3}$ が 1.5 以下、 $(kh)_m$ は 2.1 以下になる時間帯と対応している。

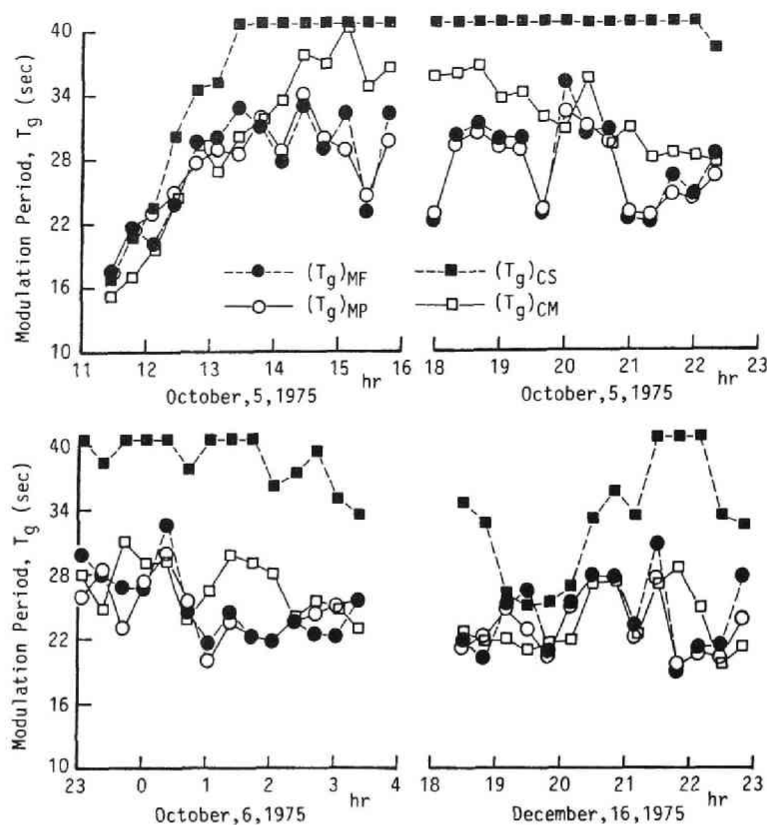


図-1.5.5 振幅変調周期の現地観測結果と計算結果

((T_g)_{MP}と(T_g)_{MF}は二通りの方法で求めた観測結果,
(T_g)_{CS}と(T_g)_{CM}はそれぞれ搬送波として有義波と
平均波を用いて式(1.5.14)で求めた計算結果)

解析に用いた Zakharov 方程式は浅海域でも適用できるものであるが、一定水深が無限に続いている状況を想定したものである。しかし、現地は海底勾配が約 1/50 で水深変化がある。波浪は水深が 4m の地点で測定されたものであり、そこで観測されるものにはそれより沖の特性も残っている。今回の観測結果によれば、 $(kh)_m > 2.1$ の水深がある程度大きい場合には、その地点の水深だけを考慮して（それより沖の水深変化を考えなくても）Zakharov 方程式で波の振幅変調周期が算定できることを示している。水深波長比が小さい場合には、図-1.5.1 に見られたように、理論では変調モードの時間的発達割合が小さくなり、また搬送波の周波数と変調モードの周波数の差が小さくなって、変調周期が大きくなる。こうした理由から、水深波長比が小さい $(kh)_m > 2.1$ の場合には、その地点で本来形成されるべき振幅変調が十分起こっておらず、それより沖の地点で卓越していた変調周期の影響が残っているために、実測値は計

算値より小さくなるのではないかと考えられる。

図-1.5.6 は、観測値 $(T_g)_{MF}$ と、搬送波として平均波を用いて Zakharov 方程式より算定される理論値 $(T_g)_{CM}$ の両者を比較したもので、図-1.5.5 を整理し直したものである。図中、 $(kh)_m < 2.1$ の場合は●印でプロットしてある。この図より、全体的には $(T_g)_{CM}$ の方が $(T_g)_{MF}$ より若干大きくなっているが、 $(kh)_m < 2.1$ のケースを除いて比較すると、両者の対応はかなり良いことがわかる。

以上の結果から、搬送波として平均波を用いれば、Zakharov 方程式から算定される波の振幅変調周期は実測値と良く一致することから、現地波浪の高波の繰返しには波の変調不安定現象が内在していることが推論される。

水理実験では、現地波浪の再現は、波のスペクトルを再現させることを第一の目標とする。しかし、より現実に近い不規則波をシミュレートするためには、波の連なりを考慮しなければならない。Funke-Mansard¹³⁾、岩垣・間瀬・北¹⁴⁾ は、波のスペクトル形のみならず、SIWEH 波形を再現する不規則波のシミュレーションを行っているが、用いる SIWEH 波形は、その繰返し周期の平均値（期待値あるいは SIWEH のピーク周期）が波高・周期から理論的に決まる振幅変調周期と一致するようにしなければならない。

4-2 コスタリカにおける波浪観測記録の場合

観測されたうねりは約 9000Km 伝播してきたものと推定されており、スペクトルはピークが非常に鋭く、スペクトルの尖鋭度パラメーター Q_p は 5 程度である。一般にスペクトルが鋭いほど波高の連は大きくなるが、このうねりの波高の中央値を基準とした平均連長は、 Q_p が 5 程度の数値シミュレーションによる不規則波のそれより大きくなっている (Goda¹¹⁾ の Fig. 23 参照)。

波浪が観測された地点は水深が約 16m であり、ここではもはや包絡ソリトンは安定な基本モードとはなり得ない条件となっている。観測点付近の海底勾配は約 1/300 程度であり、ほ

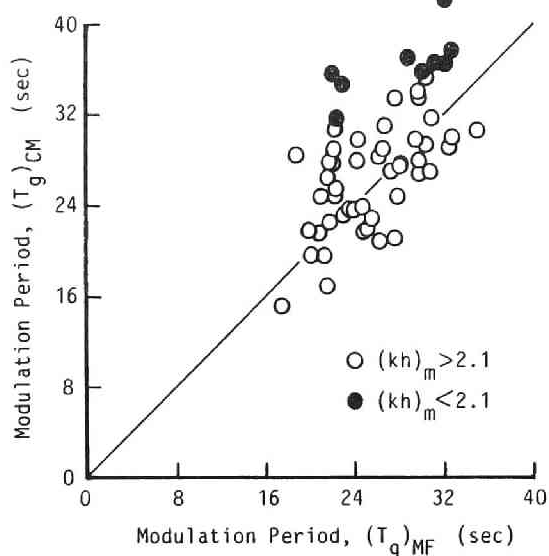


図-1.5.6 振幅変調周期に関する観測結果と計算結果の比較（搬送波として平均波を用いた場合）

ば一定水深と見なせる。第3章では、水深が 50cm の場合に安定な包絡ソリトンが、水深 15cm の一定水深領域を伝播していく時の包絡波形の変形について調べた。この結果によれば、包絡波形は伝播に伴って振幅が減少していくとともに、その長さは増加していき、波群は扁平になっていくことが明らかになった。一定水深のこの実験と、緩い海底勾配を有するコストリカの場合には状況は異なるが、包絡波形の変形に関するプロセスとしては、ほぼ同様な現象が生じているのではないかと考えられる。ここでは波の伝播過程に注目して、このうねりの波群構造について考察する。

深海域を狭帯域スペクトルのうねりが長距離伝播する過程で包絡ソリトンが形成され、この包絡ソリトンを基本モードとする波群構造が形成される。そして、この波群が浅海に入り伝播していくうちに、それぞれの包絡ソリトンは振幅が減少し、また幅が広がって、扁平な波群が連なったものとなる。そのため、よく知られているように、このうねりの波高の連は大きい。この解釈は、個々波がソリトン化していくために、包絡ソリトンが崩壊していくという土屋らの説明と似ているが、ここでは波群を構成する個々の波がソリトン化していくためであると考えないで、 $kh < 1.36$ なる浅海域を包絡ソリトンが伝播していく過程で扁平化していくと考える点が異なる。

図-1.5.7 は波形記録の一例である。波形記録を見ると、波高のそろった（扁平な）波群の

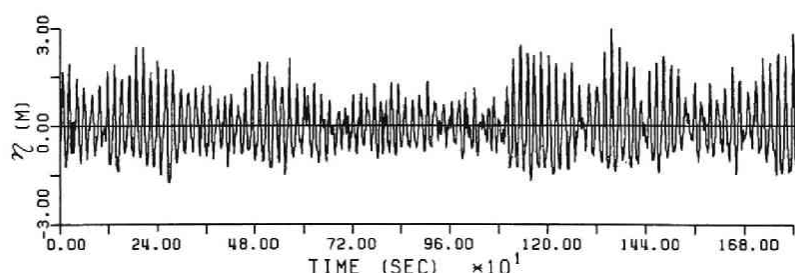


図-1.5.7 うねりの波形記録の例（1981年 5月21日19:18-19:48）

連なった様子が見られる。図-1.5.8 は横軸にアーセル数 $\overline{U_r} (= \overline{HL^2/h^3})$ を取り、縦軸に無次元峰高 $\overline{\eta_{\max}/H}$ をプロットしたものである。これらの量は、波をゼロアップクロス法で個々波に分け、それぞれの U_r と η_{\max}/H の値を平均したものである。 $\overline{\eta_{\max}/H}$ は $\overline{U_r}$ とともに大きくなるのがわかるが、その値はすべて 0.6 以下であり、波の谷面を基準面とするソリトン構造へは十分移行していないものと思われる。すなわち、まだ波の上下非対称性が顕著ではなく、上下対称の包絡波形が定義される範囲にあることがわかる。

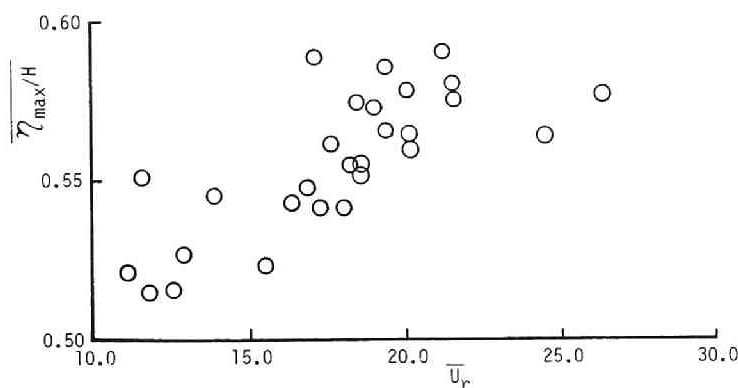


図-1.5.8 うねりのアーセル数と無次元峰高

第5節 結 言

本章は、まず波の変調不安定という力学的な観点から現地波浪の波群特性を考察した。具体的には、波群特性を表わす統計量として波の振幅変調周期（これを代表的な波の周期で割れば、高波の繰返し長さに対応する）を取り上げ、その実測値と非線形波動理論の一つである Zakharov 方程式を用いて算定した波の振幅変調周期を比較・検討した。次に、第3章の単一波群の非線形伝播変形の実験結果および数値計算結果を基にして、コスタリカで観測されたうねりの波群構造について考察した。

第2節では、Zakharov 方程式を用いた波の変調不安定理論を示し、波の振幅変調周期の算定法を示した。この節で、任意水深における変調モードの時間的発達割合と変調不安定領域を示す図を示した。この図から、同じ波形勾配の波に対しては、水深波長比が小さくなるにつれて、変調不安定が起こる領域は狭くなり、また変調モードの時間的発達割合も小さくなることがわかった。

第3節では解析した波浪記録について説明した。

第4節の主な結果は次の通りである。

(1) 波の振幅変調周期について、現地観測結果と計算結果の比較を行い、次のことがわかった。搬送波として平均波の諸元を用いて算定した振幅変調周期は、実測値とかなり良く一致する。特に水深波長比 $(kh)_m$ が約 2.0 より大きい場合には、両者の一致はなお一層良い。水深波長比が小さくなると、計算値は実測値より若干大きくなる。これは変調モードの時間的発達割合が小さく、そのためにその地点で本来形成される振幅変調が十分起こっておらず、それ

より沖の地点で卓越していた変調周期の影響が残っているためである。いずれにせよ、現地波浪の高波の繰り返し周期には、波の変調不安定現象が内在していることが考えられる。

(2) 波群の伝播変形に関する従来の解析結果および第3章で明らかにした結果に基づいて、コスタリカで観測されたうねりの波群構造について考察し、次のことを見出した。すなわち、狭帯域スペクトルのうねりが深海域を長距離伝播する過程で包絡ソリトンの波群構造が形成され、この波群が浅海域に入り伝播していくうちに、それぞれの包絡ソリトンは振幅が減少し、また幅が広がって、扁平な波群が連なったものとなるためこのうねりの波高の連長が大きくなっている。

参考文献

- 1) 間瀬 肇・岩垣雄一： 現地波浪の Wave Group 特性に関する研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp.173-177，1983.
- 2) Goda, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.9, No.3, pp.3-57, 1970.
- 3) Nolte, K.G. and F.H.Hsu: Statistics of larger waves in a sea state, Proc. ASCE, Vol.105, No.WW4, pp.389-404, 1979.
- 4) Kimura, A.: Statistical properties of random wave groups, Proc.17th Coastal Eng. Conf., pp.2955-2973, 1980.
- 5) Hatori, M.: Nonlinear property of laboratory wind waves at energy containing frequencies, Part 2. Detailed structures of power spectra and their evolution with fetch, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.40, pp.12-18, 1984.
- 6) Lake, B.M. and H.C.Yuen: A new model for nonlinear wind waves, Jour. Fluid Mech., Vol.88, pp.33-62, 1978.
- 7) Benjamin, T.B. and J.E.Feir: The disintegration of wave trains on deep water, Part. 1 Theory, Jour. Fluid Mech., Vol.27, pp.417-430, 1967.
- 8) Crawford, D.R., B.M.Lake, P.G.Saffman and H.C.Yuen: Stability of weakly nonlinear deep water waves in two and three dimensions, Jour. Fluid Mech., Vol.105, pp.177-191, 1981.
- 9) Stiassnie, M. and L.Shemer: On modifications of the Zakharov equation for surface gravity waves, Jour. Fluid Mech., Vol.143, pp.47-67, 1984.
- 10) 岩垣雄一・土屋義人・酒井哲郎・山口正隆・芝野照夫・木村 晃・安田考志・芹沢重厚：琵琶湖における波浪観測について，京都大学防災研究所年報，第19号B, pp.361-379, 1976.
- 11) Goda, Y.: Analysis of wave grouping and spectra of long-travelled swell, Rept.

Port and Harbour Res. Inst., Vol.22, No.1, pp.3-41, 1983.

- 12) 土屋義人・安田孝志・篠田成郎：うねりのソリトンモードと波群構造，第31回海岸工学講演会論文集，pp.188-192，1984.
- 13) Funke,E.R. and E.P.D.Mansard: Synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, National Res. Council of Canada, Hydraulics Laboratory Report, LTR-HY-66, 54p., 1979.
- 14) 岩垣雄一・間瀬 肇・北 直紀：Wave Group を考慮した不規則波のシミュレーションとその特性，第29回海岸工学講演会論文集，pp.55-59，1982.

第 2 編

不規則波浪の浅水・碎波 変形特性に関する研究

第 1 章 序 論

沖で発生・発達した波は、沿岸域にやってくると屈折、回折、浅水・碎波変形を経て、最終的に陸へ遡上する。海岸・港湾構造物は通常浅海域に構築されるので、それらの構造物に働く波力の算定に当っては、浅海域での波の諸特性を知ることが非常に重要である。これはまた、漂砂機構の解明に当たっても重要である。そのため数多くの理論的ならびに実験的研究が行われている。規則波の場合には、碎波帯内を除けば、かなりの段階まで波動理論に基づいて波の変形の計算ができるようになっており、また実験によっても理論の妥当性が確かめられている。

実際の海の波は規則的な波とは異なり、波高、周期、波向の異なる波が不規則に連なってできている。不規則波浪の大きさを表わす代表値にしかすぎない有義波を、その波高と周期を持つ規則波で置き換えて、波の変形を計算する手法や規則波の実験結果では、実際現象を説明するには不十分であることがわかってきた¹⁾。近年、不規則な波を発生させる装置や実験施設が整備され普及してきて、不規則波浪の変形とか構造物に作用する波力等が実験的に検討できるようになってきた。こうした状況のもとにあって、近年不規則性を考慮した波の変形計算法の開発、海岸・海洋構造物の耐波設計法の確立ならびに浅海域における不規則波浪の諸特性の実態把握の研究がさかんである。

浅水・碎波変形については、規則波と不規則波では明らかに異なった様相を示す。例えば、規則波の場合には碎波点がほぼ一定であるが、不規則波の場合には、個々の波によって碎波する地点が異なり、碎波帯というものしか定義できない。不規則波の浅水・碎波変形についての研究の多くは、一様勾配の海浜における波高変化（波高の頻度分布あるいは代表波高の変化）を調べることで、および波高変化が予測できる計算法を確立することを主な目的としている²⁾³⁾ 4)5)6)7)8)9)10)。

本編は、室内実験によって、一様勾配海浜および複合断面海浜における不規則波の波群特性の変化を含めた浅水・碎波変形特性を調べるものである。また、現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性を、実験結果と比較しながら検討しようとするものである。

本編では、波別解析法に基づく波高変化計算法を提案することも一つの目的としている。この波高変化計算モデルは、不規則波の個々の波の浅海域における波高変化は同じ波高と周期を持つ規則波のそれに等しいと仮定して、各個々波の浅水変形ならびに碎波後の波高変化の計算結果を用いて、不規則波の波高（波高の頻度分布や代表波高）を推算するものである。この計算法は一様勾配海浜に対してだけでなく、複合断面海浜の場合にも拡張可能である。波別解析法は一種の便宜的方法であり、力学的根拠を持つものではないし、どのような規則波の理論をどのように適用するかにも任意性がある。したがって、波別解析法によって得られる計算結果はどの程度適用可能であるのかを実験データや現地観測結果を用いて検討する必要があるの

で、本編では、計算結果と実験結果、および現地観測結果との比較検討を行う。

浅海域における不規則波浪の波群特性の変化は、波群の研究自体が新しいことからよく調べられていない。また、波群は捨石防波堤、あるいは離岸堤の安定性に影響を及ぼすことがわかってきた。本編は、そのため水深減少に伴う波群特性の変化についても考察している。

第2章では、一様勾配の海浜における不規則波浪の浅水・碎波変形特性について調べる。

第3章は、これまであまり調べられていない複合断面の海浜における浅水・碎波変形特性について検討するものである。

第4章では、現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性について調べる。

参考文献

- 1) 合田良実：不規則性を考慮した設計法について、港湾技術研究所講演会講演集，pp.1-33，1971.
- 2) Collins, J.I.: Probabilities of breaking wave characteristics, Proc.12th Coastal Eng. Conf., pp.399-414, 1970.
- 3) Battjes, J.A.: Set-up due to irregular waves, Proc.13th Coastal Eng. Conf., pp.1993-2004, 1972.
- 4) 郭 金棟・郭 秀吉：風波による碎波の波高減衰と波高の確率分布，第19回海岸工学講演会論文集，pp.137-142，1972.
- 5) 合田良実：浅海域における波浪の碎波変形，港湾技術研究所報告，第14巻，第3号，pp.59-106，1975.
- 6) Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc.16th Coastal Eng. Conf., pp.569-587, 1978.
- 7) 水口 優・松田仲次：現地不規則波浪の浅海変形について，第27回海岸工学講演会論文集，pp.134-138，1980.
- 8) Sawaragi, T. and K. Iwata: Experimental study on irregular wave deformation due to depth-controlled wave breaking, Proc. Hydrodynamics in Ocean Eng., Norwegian Inst. Tech., pp.166-182, 1981.
- 9) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：不規則波の浅海変形モデルについて，第28回海岸工学講演会論文集，pp.104-108，1981.
- 10) Mase, H. and Y. Iwagaki: Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc.18th Coastal Eng. Conf., pp.58-76, 1982.

第2章 一様勾配の海浜における 不規則波浪の浅水・碎波変形特性

第1節 概 説

不規則波浪の浅水・碎波変形を取り扱った研究は多いが、そのうちでも浅海での波高変化について調べたものが多い。これまで提案されている波高変化計算法には、Collins¹⁾、Battjes²⁾、郭・郭³⁾、合田⁴⁾、Battjes-Janssen⁵⁾、水口・松田⁶⁾、Sawaragi-Iwata⁷⁾、岩垣・間瀬・田中⁸⁾、Mase-Iwagaki⁹⁾、佐藤・小部¹⁰⁾、間瀬・岩垣¹¹⁾、Thornton-Guza¹²⁾のものが挙げられる。これらのうち複合断面の海浜の場合でも使える波高変化計算法は Battjesら、水口ら、佐藤ら、間瀬らおよび Thorntonらのものである。

波高変化計算法は大きく分けると、Rayleigh 分布を各地点ごとに適当な手法で修正していく波高分布修正法¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁷⁾¹⁰⁾と、碎波後の波高の分布形を仮定して碎波による不規則波群のエネルギー逸散率を定式化することにより、エネルギー平衡式を解いて波高変化を求めていくエネルギー法⁵⁾¹²⁾、不規則波の個々の波の波高変化は、規則波のそれに等しいと仮定して、各個々波の波高変化の計算結果を用いて波高変化を求める波別計算法⁶⁾⁸⁾⁹⁾¹¹⁾の三つに分けられる。

波高分布修正法には、図-2.2.1 に示した3種類の修正の方法がある。(a)は Collins が用いており、波は碎波限界波高 H_b を越えると碎け、碎波後は碎波限界波高を保持するとした。そのため波高分布は (a) のように H_b に波高が集中した形になる。(b)は郭らが用いており、碎波後の波高を碎波していない波高の確率密度に比例して再生する方法である。(c)は合田が用いており、波の不規則性を考慮して、碎波は H_{b1} から H_{b2} の幅で起こり、碎波確率はこの範囲内で直線的に変化するとしている。碎波後の波は、郭らと同様に、碎波していない波高の確率密度に比例して再生させている。また、合田は波高変化計算モデルにはじめてサーフビートの効果を導入した。碎波限界波高 H_b については、それぞれ異なった碎波限界式が用いられている。

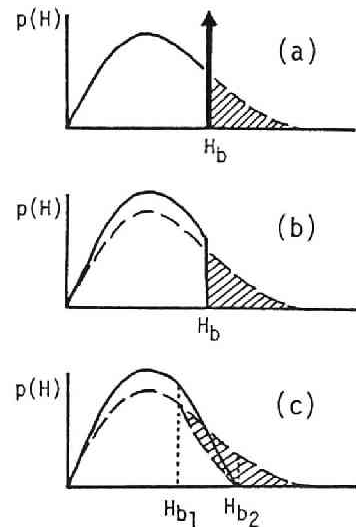


図-2.2.1 碎波後の波高分布
モデル

Battjesらのエネルギー法では、碎波後の波高分布を 図-2.2.1(a) のように仮定しているが、波高の2乗平均平方根値 H_{rms} の計算結果は実験結果とかなり一致する。しかし、仮定した波高分布は実際の現象とは異なっており、この方法は H_{rms} に対してのみ有効な計算法

であると言える。Thorntonらは、碎波後の波高分布も Rayleigh 分布であるとして、Battjesらの方法を改良した。

波別計算法⁶⁾⁸⁾⁹⁾¹¹⁾は、不規則波の個々の波に（あるいは波高分布をいくつかの要素に分けて、その波高の代表値と出現率を与えて）規則波の理論を適用して波高変化を計算し、その結果を加え合わせて（出現率を重みとしてかけて）波高の頻度分布や、その結果から代表波高を計算するものである。この場合、どのような規則波の理論で波高変化を定式化するかが問題となる。間瀬ら⁹⁾¹¹⁾は、波別計算法において、サーフビートを考慮している。

このように種々の波高変化計算法が提案されているが、何れの方法も経験的なものである。不規則波の変形についての力学理論が確立されておらず、また規則波に対してでも碎波後の波の力学機構がわかっていない現在、経験的であっても仕方がないが、できるだけ普遍性を持った精度の良い計算法となるようにしなければならない。本章では、岩垣ら⁸⁾の計算法を改良した不規則波の波高変化計算法を提案する。

碎波後の水位変動の波形は、長周期の水位変動の上にのこぎり状の波と碎波後の微小な攪乱波がのった形をしている。水位変動記録を単純平均して平均水位を算定し、これを基準としてゼロアップクロス法で個々波を定義すると、平均水位をクロスしない水位変動のために波高は大きく、周期は長く定義されることがある。汀線近くになると、有義波周期が沖での値の2倍以上になるという報告⁴⁾はこのためであると思われる。本章ではデータの整理法による統計量の差異にも考慮しながら、不規則波浪の浅海域におけるいくつかの特性、すなわち、周波数スペクトル、サーフビート、代表波高、波高の頻度分布、有義波周期、非線形性パラメーターならびに波群の特性を調べる。なお、波の浅海諸特性のうち最も重要な波高については、ここで提案する波高変化計算法の計算結果と実験結果を比較する。

本章の構成は次のとおりである。

第2節では、まず個々波に対する波高変化の定式化を行い、規則波の実験によりその妥当性を検討する。続いて、碎波変形における規則波と不規則波の相違点を考察した後、不規則波の波高変化計算法を提案する。そして、いくつかの計算を行い、その計算結果を考察することにより、この計算法の特徴を考察する。

第3節では、実験装置と実験方法を説明する。

第4節では、不規則波の浅水・碎波変形の実験結果を示し、浅海変形特性を考察する。波高変化については、実験結果と計算結果の比較を行う。

第5節は、この章の結果をまとめて結びとする。

第2節 不規則波の波高変化計算法の提案

2-1 個々波に対する波高変化の定式化とその検討

不規則波の個々の波に対する波高変化の定式化にどの理論を用いればよいかは、定式化を行った後に、計算結果と観測結果を比較・検討して、はじめてその妥当性がわかる。ここでは、個々波の波高変化の定式化とその検討を行う。

(1) 波高変化の定式化

① 碎波前の波高変化および碎波限界波高

規則波の波高変化については、特に碎波点付近では微小振幅波理論では表現できず、有限振幅波理論を用いなければならないことがわかっている。有限振幅波理論にはいろいろなものがあるが、首藤¹³⁾の式は表現および計算が簡単であり、またこの計算結果は Cokelet の理論¹⁴⁾による計算結果ともかなり一致することがわかっている¹⁵⁾。首藤の波高変化式は次のように表わされる。

$$\frac{H}{H_0} = \left[\left\{ 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh(4\pi d/L)} \right\} \tanh \frac{2\pi d}{L} \right]^{-1/2}, \quad \frac{gHT^2}{d^2} \leq 30 \quad (2.2.1a)$$

$$Hd^{2/7} = \text{const.}, \quad 30 \leq \frac{gHT^2}{d^2} \leq 50 \quad (2.2.1b)$$

$$Hd^{5/2}(\sqrt{gHT^2/d^2} - 2\sqrt{3}) = \text{const.}, \quad 50 \leq \frac{gHT^2}{d^2} \quad (2.2.1c)$$

式(2.2.1a)は微小振幅波理論による波高変化の式である。ここで、 H_0' は個々波の沖波波高（沖波有義波高 H_0 と区別するためにダッシュ'をつけた）、 d は平均水深、 T は周期、 L は波長である。

碎波前の個々波あるいは代表波の波高変化の計算に対して、微小振幅波理論を用いた不規則波の波高変化計算モデルには Battjesら⁵⁾、Sawaragiら⁷⁾、Maseら⁹⁾および Thorntonら¹²⁾のものがあ、一方首藤の有限振幅波理論を用いたモデルには水口ら⁶⁾、岩垣ら⁸⁾および佐藤ら¹⁰⁾のものが挙げられる。岩垣ら⁸⁾は個々波の波高変化計算に対して有限振幅波理論を用いて不規則波の波高変化を計算したところ、有義波を用いて算定した沖波波形勾配が 0.01 以下の場合、計算結果は実験結果よりも大きくなりすぎることを示した。Sawaragiらの実験結果は、微小振幅波理論を用いた計算結果よりもなお小さくなっている。Hotta-Mizuguchi-Isobe¹⁶⁾は、個々波の波高変化に対しては有限振幅波理論を用いなければならないが、代表波の波高変化については微小振幅波理論で十分表わすことができるという矛盾した見解を出している。Thorntonらは微小振幅波理論を使うことを主張している。規則波の場合には有限振幅波理論を使わなければならないことがわかっているが、不規則波の個々波に対しても有限振幅波理論を用いることが妥当であるか否かは後に調べる。

碎波限界波高 H_b の算定には、合田¹⁷⁾ が整理した碎波指標のうち、 $H_b/d_b \sim d_b/L_0'$ の曲線群を数式化した次式を用いることにする。

$$\frac{H_b}{L_0'} = A \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_0'} (1 + 15 \tan^{4/3} \theta) \right\} \right] \quad (2.2.2)$$

ここで、 $\tan \theta$ は海底勾配、 L_0' は個々波の深海での波長（有義波周期から求められる沖波波長 L_0 と区別するためにダッシュ'をつけた）である。規則波に対しては $A = 0.17$ であるが、不規則波の個々波の場合には A の値は 0.17 より小さくなることが岩垣・木村・岸田¹⁸⁾、Sawaragiら⁷⁾ および岩垣ら⁸⁾ によって報告されている。この式を用いたのは、わが国でよく使われる算定式であること、また他の算定式を用いてもこの式以上に碎波限界波高をきれいに整理できるわけではないからである。

② 碎波後の波高変化

碎波後の波高変化を取り扱うに当っては、碎波後の内部機構、とくに碎波後の乱れによるエネルギー逸散量を算定しなければならない。碎波後の乱れに関しては種々の実験的研究が行われているが、その成果がエネルギー逸散量の算定に結びつくような研究はほとんどない。理論的裏づけに基づくものではないが、碎波後の波のエネルギー逸散量を Horikawa-Kuo¹⁹⁾、Divoky-Méhaut²⁰⁾、Battjesら⁵⁾、Battjes²¹⁾、水口・辻岡・堀川²²⁾ などがモデル化している。これらの表現式には、実験結果に合うように適当に決められるべき係数がいくつか含まれている。

ここでは、碎波後の波が bore 状になって進行していくという Battjes²¹⁾ の bore モデルを用いて波高変化を定式化する。その結果得られる波高変化式は surf similarity parameter を含んだ形となり、碎波後の波高変化に及ぼす沖波波形勾配および海底勾配の影響を導入することができる。以下このモデルを示す。

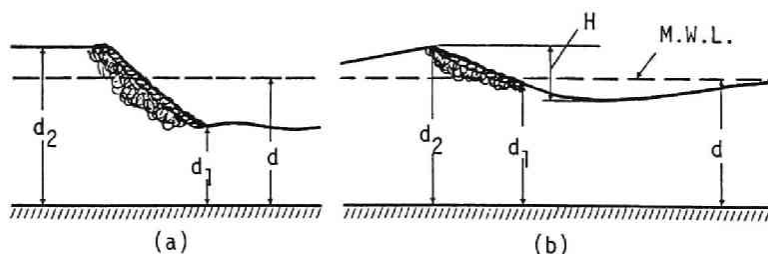


図-2.2.2 bore モデルの模式図

図-2.2.2(a) に示すように、水深が d_2 と d_1 である bore の単位幅当りのエネルギー逸散量 D' は次式で表わされる。

$$D' = \frac{1}{4} \rho g (d_2 - d_1)^3 \left\{ \frac{g(d_1 + d_2)}{2d_1 d_2} \right\}^{1/2} \quad (2.2.3)$$

ここで、 $d_1 \cdot d_2 = O(d^2)$ (ここで d は平均水深である) を用いると、 D' は次のように書き換えられる。

$$D' = \frac{B'}{4} \rho g \frac{(d_2 - d_1)^3}{d} (gd)^{1/2} \quad (2.2.4)$$

ただし、 B' は比例定数である。この結果を 図-2.2.2(b) に示すような surf zone における碎波のエネルギー逸散率をモデル化するのに適用する。spilling 型碎波の場合、泡の領域の高さ ($d_2 - d_1$) は波高 H より小さく、これを βH とおく。すなわち、

$$d_2 - d_1 = \beta H \quad (2.2.5a)$$

$$\beta = H/\gamma d \quad (2.2.5b)$$

$$\gamma = 0.7 + 5 \tan \theta \quad (0.01 \leq \tan \theta \leq 0.1) \quad (2.2.5c)$$

とおく。水深 d が大きくなるか、または一定水深で波高 H が小さくなると β が小さくなるので、 β^3 に比例するエネルギー逸散量は非常に小さくなる。式(2.2.5)を式(2.2.4)に代入すると次のようになる。

$$D' = \frac{B'}{4\gamma^3} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \left(\frac{H}{d}\right)^4 \quad (2.2.6)$$

式(2.2.6)を単位面積当りの平均エネルギー逸散率に書き換えると、

$$D = \frac{D'}{L} = \frac{D'}{CT} = \frac{D'}{\sqrt{gd} T} = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{d}\right)^4 \quad (2.2.7)$$

となる。ここで、 $O(1)$ なる新たな係数 B を導入し、また 波速は $C \simeq \sqrt{gd}$ の長波近似を用いている。単位幅当りのエネルギーフラックス P は、 $C_g \simeq C \simeq \sqrt{gd}$ とし、

$$P = \frac{1}{8} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \quad (2.2.8)$$

と近似される。式(2.2.7)と式(2.2.8)をエネルギー平衡式

$$\frac{dP}{dx} + D = 0 \quad (2.2.9)$$

に代入して解く。Battjes は水深 d をはじめてから平均水位の変化量を含んだものとして取り扱っている。すなわち、碎波点から surf zone 内での平均水位の勾配は海底勾配の 1/5 であると仮定し、その結果実際の海底勾配を 0.8 倍している。本研究では、平均水位の変化量は繰り返し計算によって考慮する。

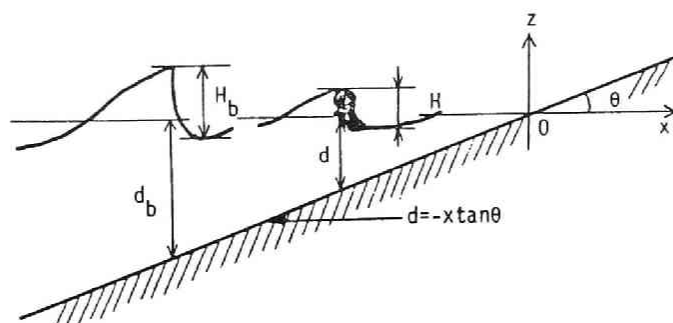


図-2.2.3 砕波後の波の模式図

図-2.2.3 に示すように、平均水位の変化を無視すると、 $d = -x \tan \theta$ とおくことができ、砕波後の波高 H と水深 d をそれぞれ砕波限界波高 H_b と砕波水深 d_b で、 $\tilde{H} = H/H_b$ 、 $\tilde{d} = d/d_b$ のように無次元化すると、式(2.2.9) は次のようになる。

$$\frac{d}{d\tilde{d}} (\tilde{H}^2 \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H}^6 \tilde{d}^4 = 0 \quad (2.2.10a)$$

$$K = 2B\gamma \frac{(d_b/g)^{1/2}}{T \tan \theta} \quad (2.2.10b)$$

式(2.2.10)は、 $\tilde{d} = 1$ のとき $\tilde{H} = 1$ という境界条件のもとで

$$\tilde{H}^4 = (1 - \frac{4}{9} K) \tilde{d} + \frac{4}{9} K \tilde{d}^{7/2} \quad (2.2.11)$$

となる。なお、 $H_b \approx \gamma d_b$ 、 $L_0 = gT^2/2\pi$ を用いると、 K は

$$K = (2/\pi)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_b^{-1} = (2/\pi)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \quad (2.2.12)$$

となる。ここで、 ξ_0 は個々波の沖波諸元を用いた surf similarity parameter である。

本研究では砕波後の波高変化式として式(2.2.11)を用いることにし、規則波の砕波後の波高変化をより正確に表現できるように、後に示す③の平均水深の変化を考慮するとともに、係数 B を一定とせず、平均水深の関数とする。厳密に言うと、平均水深の変化を考慮し、かつ B を水深の関数とすると、式(2.2.11)のようには解は求まらず、式(2.2.10)および後に述べる式(2.2.19)の二つの方程式を同時に解く数値計算に頼らなければならない。しかし、ここでは簡便さを考慮して式(2.2.11)を補正する意味で、後で B を水深の関数としている。 B の決定には Singamsetti-Wind²³⁾ の実験結果および佐伯・佐佐木²⁴⁾ の研究による (i) 砕波後の surf zone は運動機構の異なる3領域に分けられる、(ii) 斜面勾配が 1/20 の場合を境にして波高減衰の様子が異なる、という2点を考慮して次のように決めた。

海底勾配が 1/20 よりも急な場合

$$B = 1, \quad 0.9 \leq \frac{d}{d_b} \leq 1.0 \quad (2.2.13a)$$

$$B = 13 - \frac{40}{3} \frac{d}{d_b}, \quad 0.6 \leq \frac{d}{d_b} \leq 0.9 \quad (2.2.13b)$$

$$B = 5, \quad \frac{d}{d_b} \leq 0.6 \quad (2.2.13c)$$

海底勾配が 1/20 に等しいか、それよりも緩やかな場合

$$B = 11 - 10 \frac{d}{d_b}, \quad 0.6 \leq \frac{d}{d_b} \leq 1.0 \quad (2.2.14a)$$

$$B = 5, \quad \frac{d}{d_b} \leq 0.6 \quad (2.2.14b)$$

なお、式(2.2.5a)のかわりに、Battjes⁵⁾、Svendsen-Madsen-Hanssen²⁵⁾、Stive²⁶⁾のよ
うに、

$$d_2 - d_1 = H \quad (2.2.15)$$

とおいた場合を考えると、平均エネルギー逸散率は次のようになる。

$$D = \frac{B}{4} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{d} \right) \quad (2.2.16)$$

ただし、式(2.2.7) と (2.2.16) の係数 B は必ずしも同じ値とは限らない。これを式
(2.2.9) のエネルギー平衡式に代入すると、

$$\frac{d}{d\tilde{d}} (\tilde{H} \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H} \tilde{d}^{-1} = 0 \quad (2.2.17)$$

となる。ここで係数 K は式(2.2.12)と同じ形である ($H_b \simeq \gamma d_b$ を用いる)。 $\tilde{d} = 1$
のとき $\tilde{H} = 1$ なる境界条件を用いて解くと次のようになる。

$$\tilde{H}^{-1} = (1 - \frac{2}{3} K) \tilde{d}^{1/4} + \frac{2}{3} K \tilde{d}^{-1/2} \quad (2.2.18)$$

図-2.2.4 は、 K をパラメータとして、式(2.2.11)と(2.2.18)の計算結果を図示したものである。式(2.2.11)の結果を実線で、式(2.2.18)の結果を破線で示してある。 K の値は上から順に 1, 2, 3, 5, 10, 25 となっている。Stive の論文では σ をパラメータとしているが、 σ と K の関係は $K = 2\sigma$ である。式(2.2.18)による結果は、 $K = 1$ あるいは $K = 25$ の場合、これまで報告されている実験結果とかなり異なること、 K の変化に対して敏感であることがわかった。また、どちらの結果も碎波後の波高変化に見られる S 字型の変化は表現できないことが図から読み

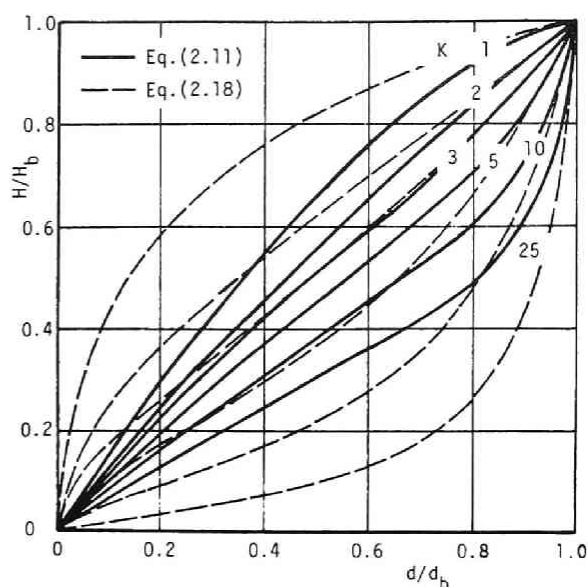


図-2.2.4 bore モデルによる碎波後の波高変化の計算結果の比較

とれる。ここでは、以後 K の値にあまり依存しない式(2.2.11)の結果を用いた。また、規則波の実験結果をうまく表わすために B を水深の関数とした。Stive は B を実験結果から surf similarity parameter の関数として $B = 2 \tanh 5\xi_0$ と決めている。他にいかなるモデル化をしようとも、このような適当に決められるべき係数が現われる。Svendsen²⁷⁾ は $B = \{(1 + 0.6H/d)(1 - 0.4H/d)\}^{-1}$ としている。またエネルギーフラックスの式(2.2.8)に $8(0.075 + 0.45h/L)$ なる補正係数をかけている。

③ 平均水位の変化

平均水位の変化は次式を用いて算定する。

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{0.6}{h+\bar{\eta}} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{8} H^2 \left\{ \frac{1}{2} + \frac{4\pi(h+\bar{\eta})/L}{\sinh 4\pi(h+\bar{\eta})/L} \right\} \right] \quad (2.2.19)$$

式(2.2.19)における係数 0.6 は、規則波および不規則波のどちらの場合にも、これを 1.0 として H (不規則波の場合には波高の 2 乗平均平方根値) の実測値あるいは推算値を用い式(2.2.19)で $\bar{\eta}$ を求めると、実測値よりも過大評価になる (Battjes²⁾, 榎木・岩田・東²⁸⁾, Stive²⁶⁾²⁹⁾) ことを考慮したものである。

(2) 個々波(規則波)の波高変化の計算結果および実験的検討

以上の①，②および③の結果を用いて個々波（規則波）の波高変化を定式化するが，ここで具体的に計算結果を示す。また，規則波の実験を行って計算結果の妥当性を調べる。計算はまず静水位からの変化量 $\bar{\eta}$ を 0 とした状態で，深海域より汀線まで各地点の波高変化を計算し，式(2.2.19)を用いて水位変化の第1次近似 $\bar{\eta}_1$ を求める。これらの水位の変化量を初期水深に加え $d = h + \bar{\eta}_1$ とし，この平均水深 d のもとで波高変化を計算し，再び式(2.2.19)を用いて水位の変化量 $\bar{\eta}_2$ を求める。初期汀線の地点における引き続く水位の変化量の計算結果が，1%以内に収束するまで計算を繰り返す。これは4回以内で収束する。

図-2.2.5 はこのようにして求めた計算結果を示したもので，横軸は碎波水深で無次元化した静水深，縦軸は碎波波高で無次元化した波高である。(a) は沖波波形勾配を 0.02 とし海底勾配を変化させた場合の碎波後の波高変化曲線，(b) は海底勾配を 1/30 とし沖波波形勾配を変化させた場合の波高変化曲線である。(a) 図には佐伯ら²⁴⁾ の実験結果ものせてあるが，無次元水深が 0.5 付近では計算結果の方が実験結果よりも若干大きく，逆に初期汀線では小さくなっているが，両者の対応はかなり良いことがわかる。また，海底勾配が小さいほど波高減衰が大きいことがわかる。(b) 図を見ると，沖波波形勾配が大きいほど碎波後の波高減衰が大きくなっており，これは中村・白石・佐佐木³⁰⁾ の実験結果と同じである。

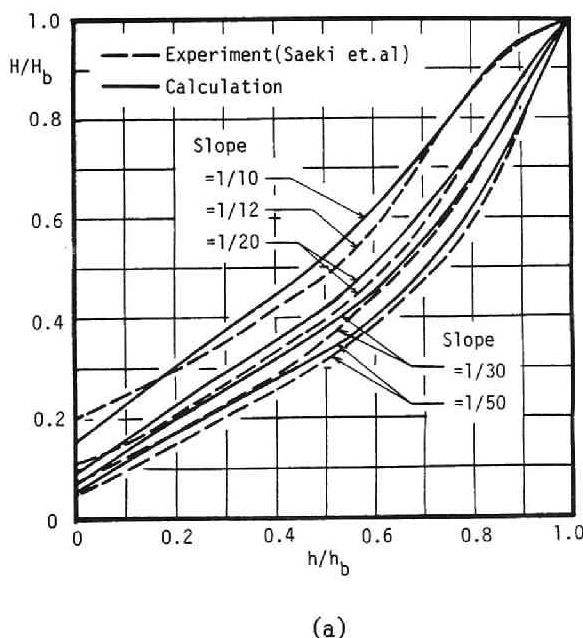


図-2.2.5 碎波後の波高変化の計算結果 ((a)は海底勾配を変化させた場合，(b)は沖波波形勾配を変化させた場合)

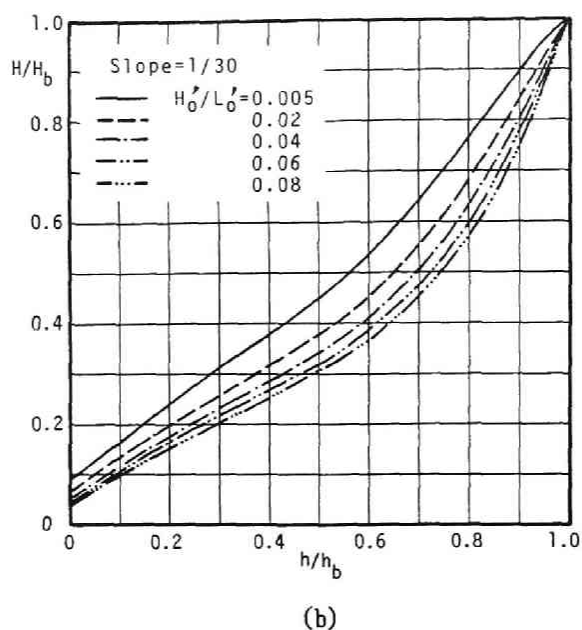


図-2.2.5 (つづき)

図-2.2.6 は、規則波の波高変化の実験を行い、その実験結果と本計算法による計算結果を比較したものである。横軸は沖波波長で無次元化した静水深、縦軸は沖波波高で無次元化した

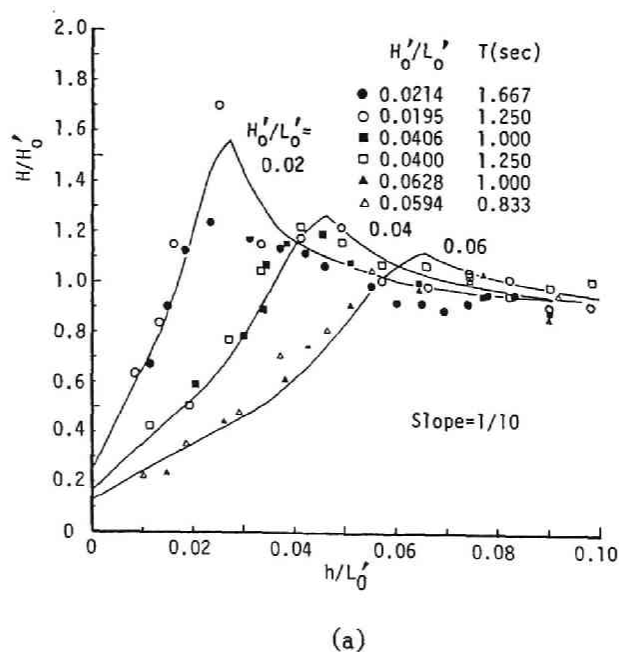
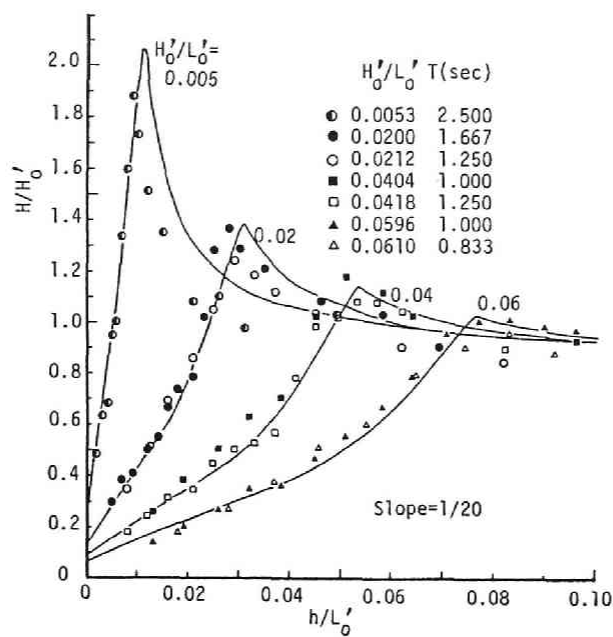
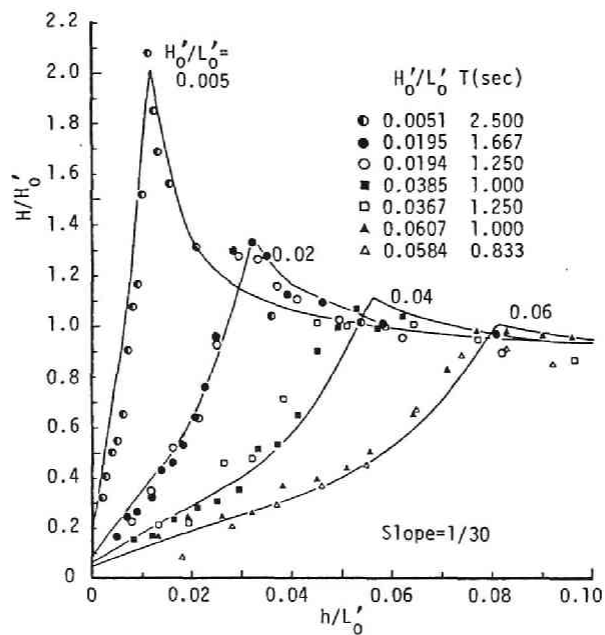


図-2.2.6 (図の説明は次のページ)



(b)



(c)

図-2.2.6 規則波の波高変化に対する実験結果と計算結果の比較
((a) 海底勾配 1/10 , (b) 1/20, (c) 1/30)

波高である。碎波点の諸量を用いた無次元化は、碎波点の取り方によって結果が変わるので、このような座標軸とした。(a)は海底勾配が 1/10, (b)は 1/20, (c)は 1/30 である。実験に用いた規則波の沖波波形勾配は約 0.005, 0.02, 0.04, 0.06 である。これらの図から、碎波前は計算結果の方が実験結果よりも大きく、碎波直後は小さくなってはいるが、海底勾配が 1/10 の沖波波形勾配が小さいケースを除いて、両者の対応は良く、規則波の波高変化に対しては本計算法が適用できることがわかった。

(3) 個々波の波高変化計算結果の加え合わせによる不規則波の波高変化の計算結果および実験的検討

規則波の波高変化に対してほぼ良好な結果が得られた計算モデルを、不規則波の個々波に適用し、それらの波高変化の計算結果を用いて浅海域における波高の頻度分布や代表波高を計算するとともに、実験結果⁸⁾との比較を行う。

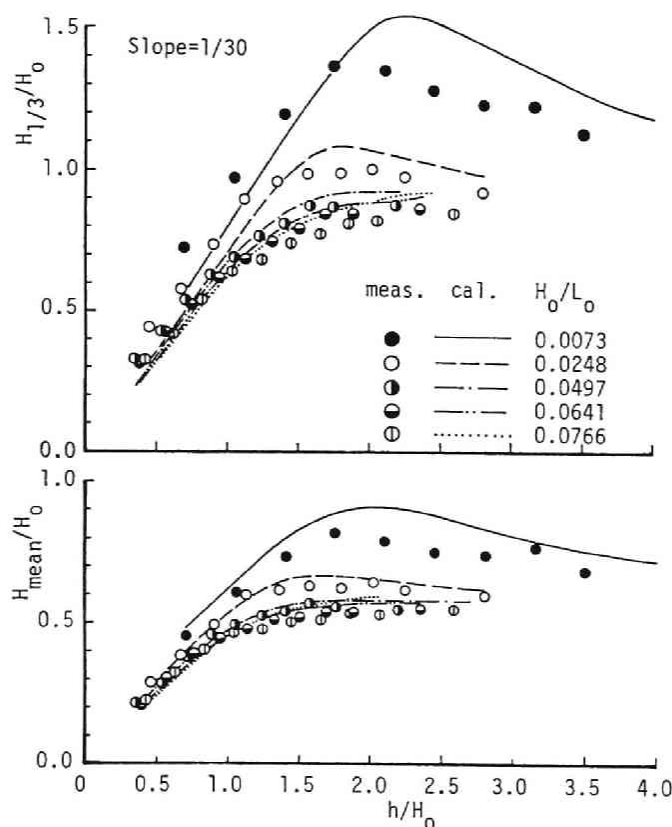


図-2.2.7 浅海域における有義波高と平均波高の計算結果と実験結果の比較

不規則波の個々波の碎波限界波高は、合田の碎波指標の近似式である式(2.2.2)を用いるが、係数 A の値については 0.16 と規則波の場合より小さくする。平均水位の変化量は、2乗平均波高を求めた後、式(2.2.19)で \bar{h} を算定し、初期汀線の地点における \bar{h} の引き続く計算結果が1%以内に収束するまで計算を繰り返した。詳しい手順は後に2-2(1)に示す。

図-2.2.7 は、海底勾配が 1/30 における水深減少に伴う有義波高と平均波高の変化の計算結果と実験結果⁸⁾を示したものである。ただし、 H_0 、 L_0 は沖波有義波高と波長である。この図から、規則波のような碎波点以後の波高の急激な減少は見られないこと、沖波波形勾配が小さいほど、同じ水深波高比 h/H_0 に対して、 $H_{1/3}/H_0$ あるいは H_{mean}/H_0 の波高比が大きいことがわかる。計算結果は実験結果と同様の傾向を示しているが、有義波高の変化に顕著に見られるように、碎波帯以深では過大評価、汀線に近づくとき過小評価になっている。

図-2.2.8 は、波高の頻度分布の計算結果（折線）と実験結果（ヒストグラム）を比較した

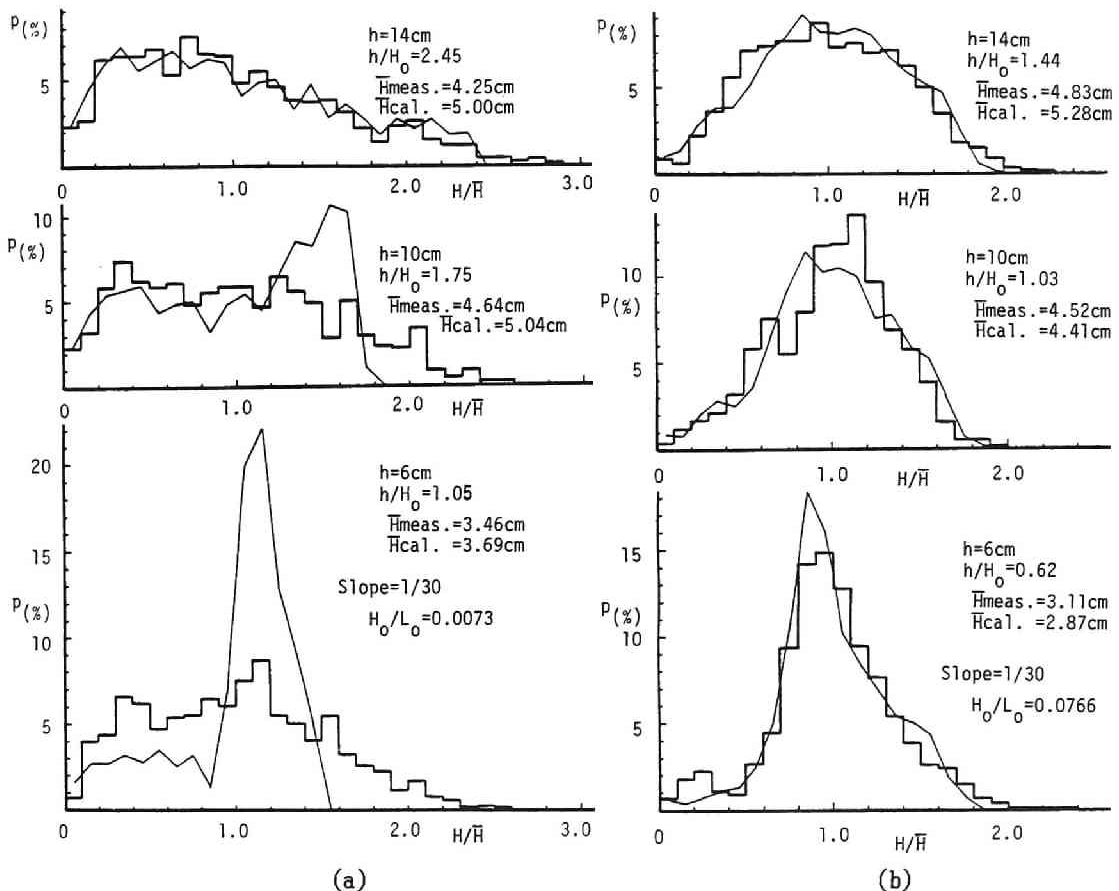


図-2.2.8 浅海域における波高の頻度分布の計算結果（折線）と実験結果（ヒストグラム）の比較 （a）沖波波形勾配が小さい場合、（b）大きい場合

ものである。図中には波高の基準値である実測および計算による平均波高の値が示してあるが、両者はほぼ一致している。(b)の沖波波形勾配が0.0766と大きい場合には計算結果と実験結果は良く一致しているが、(a)のように沖波波形勾配が0.0073と小さい場合には計算結果は非常に幅の狭い波高分布となっており、実験結果とはかなり異なった分布形となっているのがわかる。

以上、不規則波の個々波に対して規則波の波高変化の計算法を適用し、その計算結果をただ単に加え合わせるだけでは不規則波の波高変化を表わすことはできないことが明らかになった。

2-2 不規則波の波高変化計算法の提案および計算結果

(1) 不規則波の波高変化の計算法

砕波変形における不規則波と規則波の相違として、不規則波の場合には規則波の場合には見られないサーフビートと呼ばれる長周期の水位変動が付随することが挙げられる。合田⁴⁾は、現地観測に基づくデータから、サーフビートの標準偏差 ζ_{rms} を次のように定義している。

$$\zeta_{rms}/H_0 = 0.01/\sqrt{(H_0/L_0)(1 + d/H_0)} \quad (2.2.20)$$

ここで、 H_0 と L_0 は沖波有義波高と波長である。この式によると、沖波波形勾配が小さいほど、また水深波高比が小さいほど ζ_{rms}/H_0 が大きくなる。図-2.2.8(b)の沖波波形勾配が大きい場合には、計算と実験による波高の頻度分布はほぼ合っているが、図-2.2.8(a)の沖波波形勾配が小さい場合には、計算結果が実験結果に比べ非常に幅の狭い分布形になるという点、また図-2.2.7に見られるように、訂線に近づくにつれ代表波高の計算結果が実験結果より小さくなる（特に沖波波形勾配が小さい場合）という点を改良するために、サーフビートの効果を波高変化計算モデルに導入することにする。サーフビートを考慮しない水口ら⁶⁾の波別計算法でも、訂線に近づくにつれて、波高分布は実測結果に比べ、尖った分布形となる。

砕波帯以深の両者の相違点としては、規則波の波高変化は有限振幅波理論によって表わされるが、不規則波の個々波については適用できない（図-2.2.7に見られるように有限振幅波理論を用いた計算結果は実験結果よりも過大評価になる）ことが挙げられる。ここでは、砕波限界に達するまでの個々波の波高変化の計算には、微小振幅波理論の式(2.2.1a)を用いることにする。

以上の算定式および考察に基づいて、浅海域における不規則波の波高変化を次のように計算する。計算のフローチャートは図-2.2.9に示す。

① 一様水深部の水位変動記録から、ゼロアップクロス法で不規則波の個々波を定義し、それぞれの波高、周期を用いて、微小振幅波理論により各個々波の沖波波高を計算する。(波高・周期の2次元確率分布がわかっているならば、それから波高の代表値とその出現率を定め、入力条件とすることもできる。)

② 最初、各地点の静水位からの水位の変化量 $\bar{\eta}$ は0とし、静水深にサーフビートの水位変動(平均値が0で、標準偏差が σ_{rms} となる正規乱数を用いる)を加えた水深を用い、すべての個々波に対して③の計算を実行する。2回目以降は⑤で得られる平均水深にサーフビートの水位変動を加えた水深を用い、すべての個々波に対し③の計算をする。

③ 碎波限界の式(2.2.2)の条件を満たすまでは、式(2.2.1a)(制約条件は無視する)を用いて波高を計算する。碎波限界に達した後は、式(2.2.11)を用いて碎波後の波高変化を計算する。

④ ③の結果から各地点の波高の2乗

平均平方根値 H_{rms} を求める。これらを用いて式(2.2.19)から各地点の $\bar{\eta}$ を計算する。この場合、 H のかわりに H_{rms} を用いる。

⑤ ④で求めた $\bar{\eta}$ を各地点の静水深に加えて平均水深とし、②にもどる。初期訂線における水位の変化量の計算結果が、1回前の計算結果と比べ1%以内に収束すれば②にもどらず計算を終え、代表波高、波高の頻度分布および水位の変化量を出力する。

本計算では水深の分割を $h/H_0 \leq 4$ の区間は $\Delta h/H_0 = 0.1$, $4 < h/H_0 \leq 100$ では $\Delta h/H_0 \geq 1.0$ となるようにしている。実験結果と計算結果を比較する場合には、あらかじめ計算結果を得たい地点の水深波高比を入力しておけばよい。碎波点を求めるに

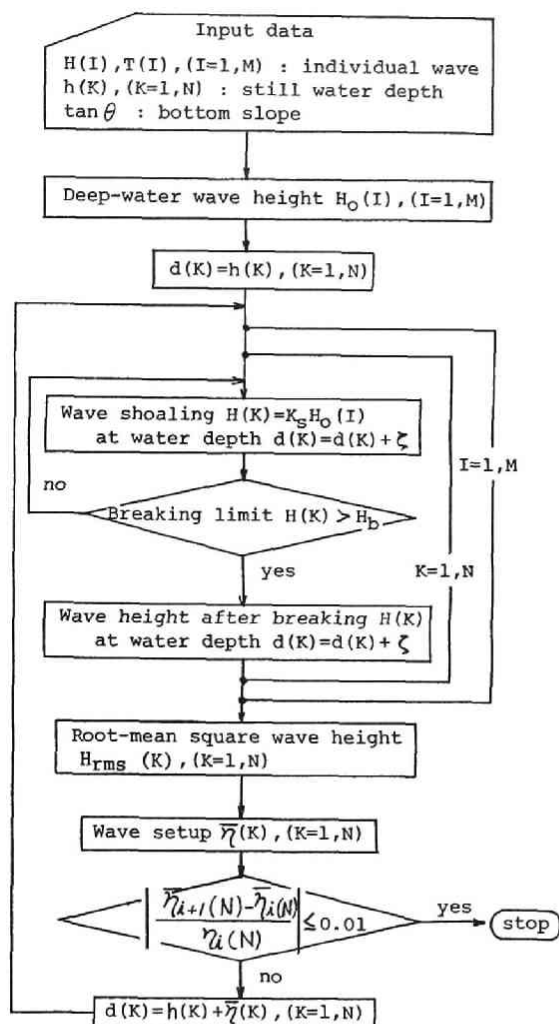
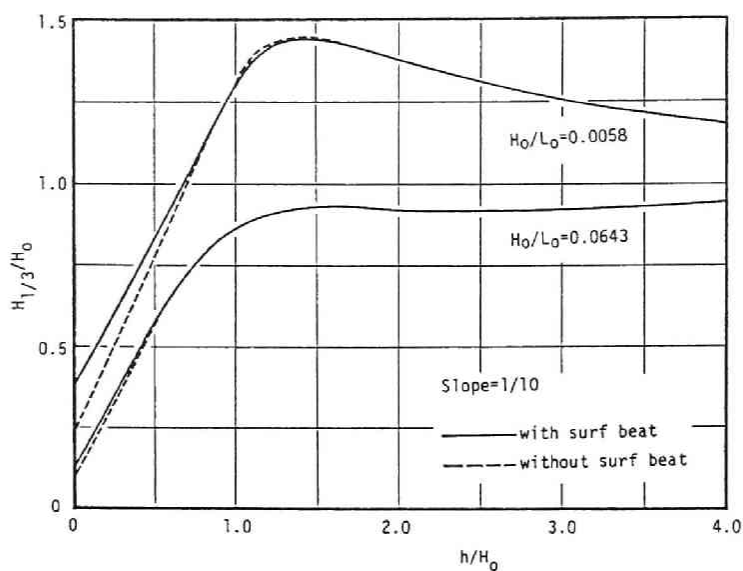


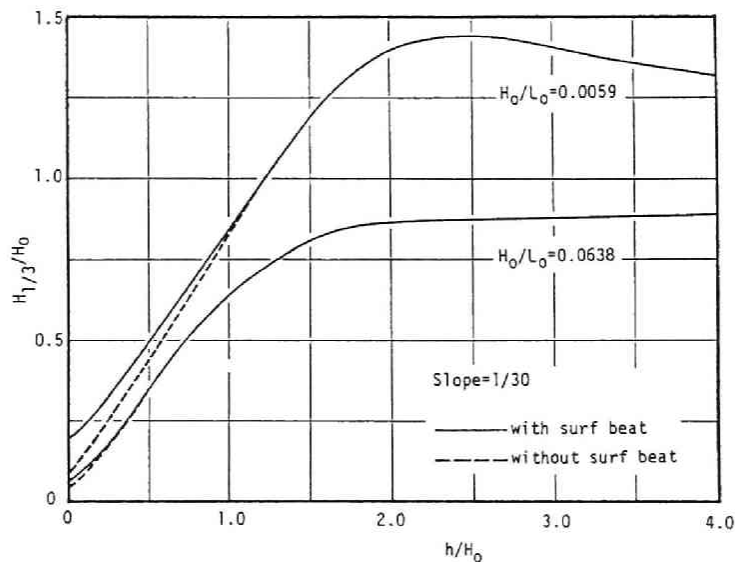
図-2.2.9 不規則波の波高変化計算法のフローチャート

は、プログラム内で領域分割をさらに細くなるようにしている。

(2) 一様勾配の海浜における波高変化の計算結果および考察



(a)



(b)

図-2.2.10 サーフビートを考慮した場合（実線）としない場合（破線）の有義波高の計算結果の比較 ((a) 海底勾配 1/10, (b) 1/30)

計算は、引き続き第3節で述べる室内実験のうち、海底勾配が $1/10$ と $1/30$ のそれぞれについて、沖波波形勾配が最も大きいケースと最も小さいケースの計4ケースを対象として行った。

図-2.2.10 は、計算モデルにサーフビートを考慮した場合（実線）としない場合（破線）の有義波高の計算結果を比較したものである。(a) は海底勾配が $1/10$, (b) は $1/30$ の場合である。なお、横軸の静水深および縦軸の有義波高は、沖波有義波高で無次元化してある。これらの図から、サーフビートを考慮した計算結果は、考慮しない場合の計算結果に比べ、碎波帯内で波高が大きくなるのがわかる。特にこの傾向は沖波波形勾配が小さい場合に顕著である。

図-2.2.11 は、水深波高比が 0.2 の地点における波高の頻度分布の計算結果を比較したものであり、図中の実線は計算モデルにサーフビートを考慮した場合、破線は考慮しない場合の結果である。図-2.2.10 に比べ計算結果に及ぼすサーフビートの影響が顕著に見られる。すなわち、サーフビートを考慮しないと波高分布は非常に尖った分布形となるが、サーフビートを考慮すると平坦な分布形となる。ここには図示していないが、沖波波形勾配が大きい場合でも、若干その傾向が見られる。したがって、計算モデルにサーフビートを考慮すると、計算結果は実験結果に近くなることが予想される。以下に示す計算結果は、すべてサーフビートの効果を入れたものである。

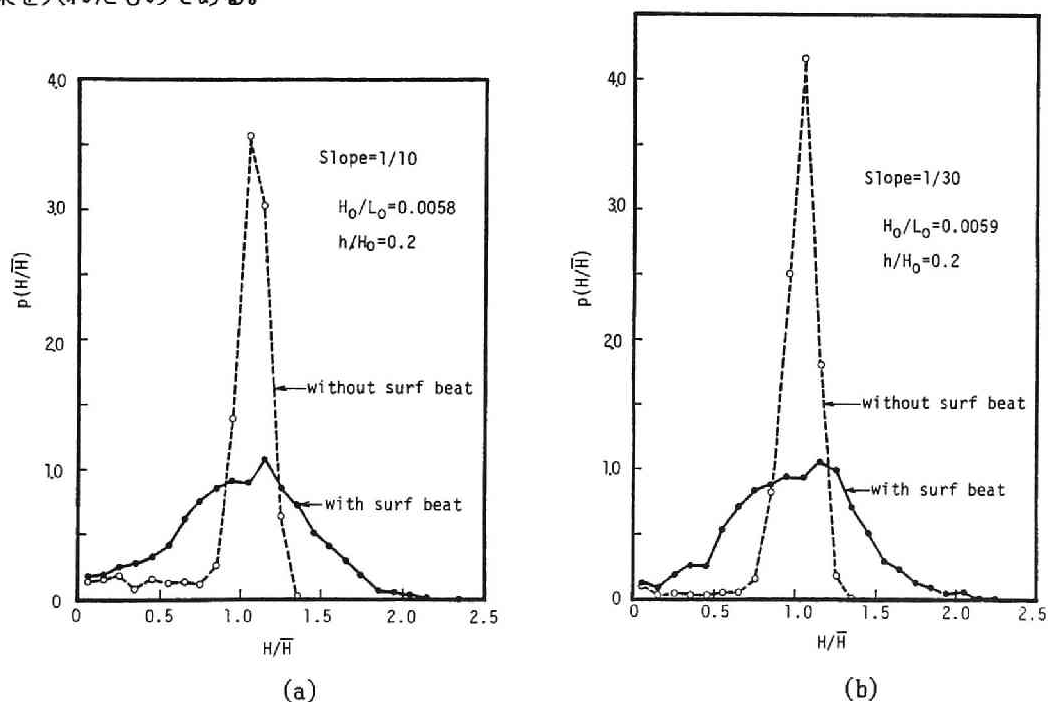


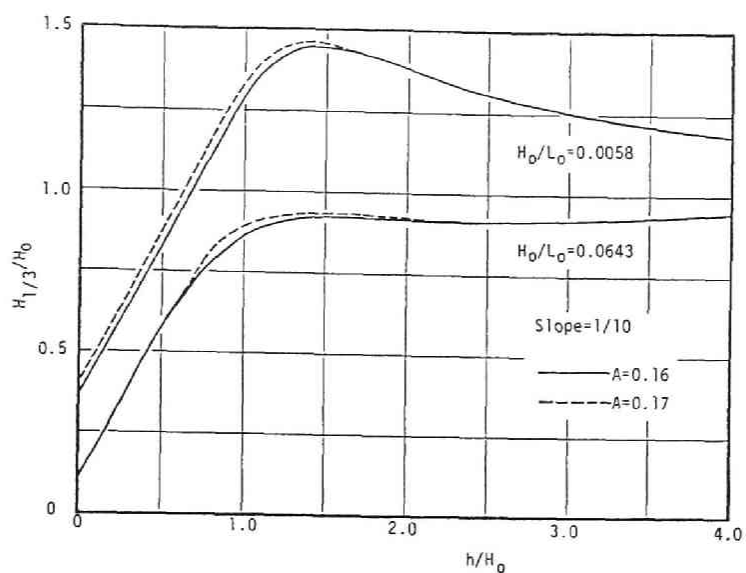
図-2.2.11 サーフビートを考慮した場合（実線）としない場合（破線）の波高分布の計算結果の比較 ((a) 海底勾配 $1/10$, (b) $1/30$)

図-2.2.12 は、式(2.2.2)における係数 A の値を変えた時の計算結果を示したもので、図中の実線は A の値を 0.16 (規則波の場合より少し小さくした値)、破線は 0.17 (規則波の場合の値)とした場合である。 A の値が 0.17 の場合の計算結果は、0.16 の場合のそれに比べ、有義波高は最大で8%大きくなる。

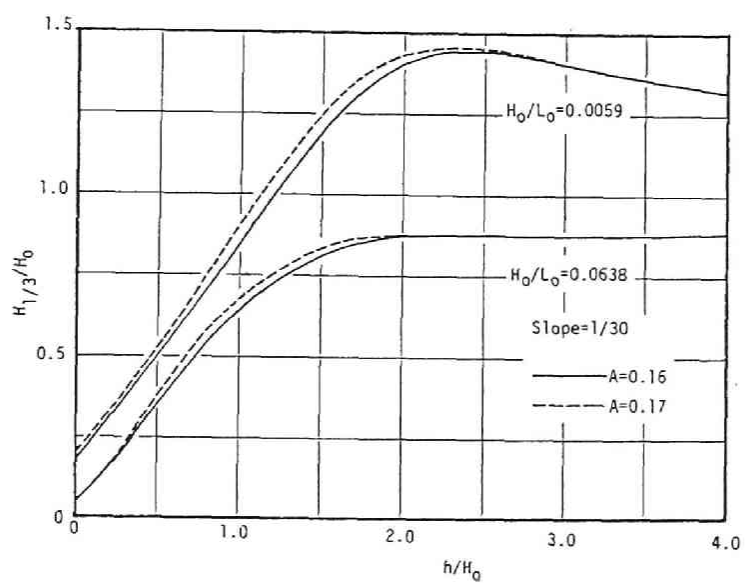
図-2.2.13 は、有義波高の計算結果に及ぼす周期の影響を調べたものである。従来、不規則波の碎波変形モデルにおいては、周期の分布は波高のそれに比べ二次的なものとして取り扱われている。例えば、合田⁴⁾の碎波変形モデルでは、有義波周期といった代表的な単一周りが使われている。本計算モデルでは、不規則波の個々波の波高と周期を入力するので、周期の分布も考慮することになるが、従来のように周期の分布を考えず、有義波周期のみを用いた場合に計算結果がどのようになるかを調べたものである。実線は個々波の波高と周期を入力した場合の計算結果、破線は個々波の波高と周期はすべて有義波周期を与えた場合の計算結果である。これらの図から、両者の差はほとんど見られず、従来のモデルのように周期の分布は二次的なものとして取り扱ってもさしつかえないことがわかった。

図-2.2.14 は、碎波前の波高変化の算定に微小振幅波理論を用いた計算結果(図中の実線)と首藤の式を用いた計算結果(図中の破線)を比較したものである。同時に、沖波波形勾配が 0.005 である合田⁴⁾の結果(図中の一点鎖線)も示してある。沖波波形勾配が大きい場合の合田の結果は、本計算結果とほとんど同じになるので図示していない。有限振幅波理論を用いた計算結果が微小振幅波理論による結果より大きくなるのは当然であるが、前者の結果は実験結果に比べ大きすぎる(図-2.2.7参照)。これらの図から次のことがわかる。水深が浅くなると、微小振幅波理論による結果、有限振幅波理論による結果、また合田の結果のいずれもほとんど同じになる。沖波波形勾配が大きい場合には両者の差はほとんどない。また、海底勾配が小さいほど両者の差は少なくなっていく。

高山・神山・菊地³¹⁾ は、不規則波のリーフ上での波高変化を調べた研究の中で、斜面上の波高変化の実験結果と合田の波高変化の簡略式を比較しているが、波形勾配が 0.0158 の小さい場合には、やはり計算結果は実験結果より過大になっている(彼らの論文の図-32 を参照)。

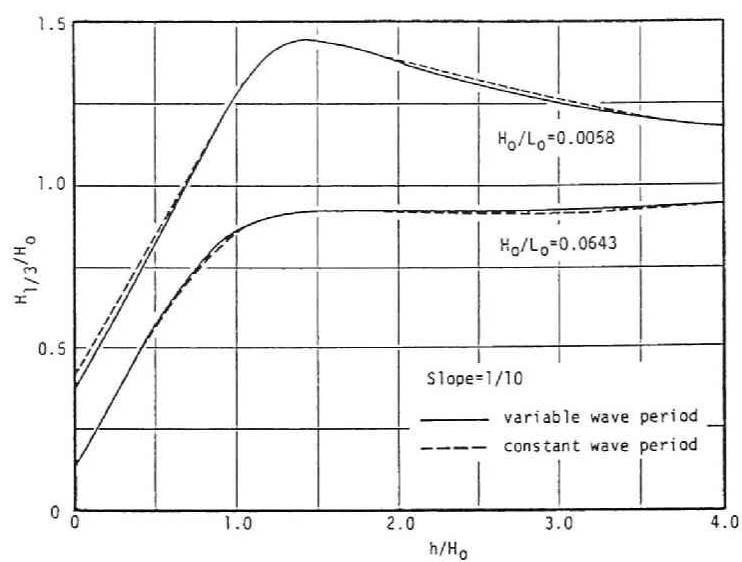


(a)

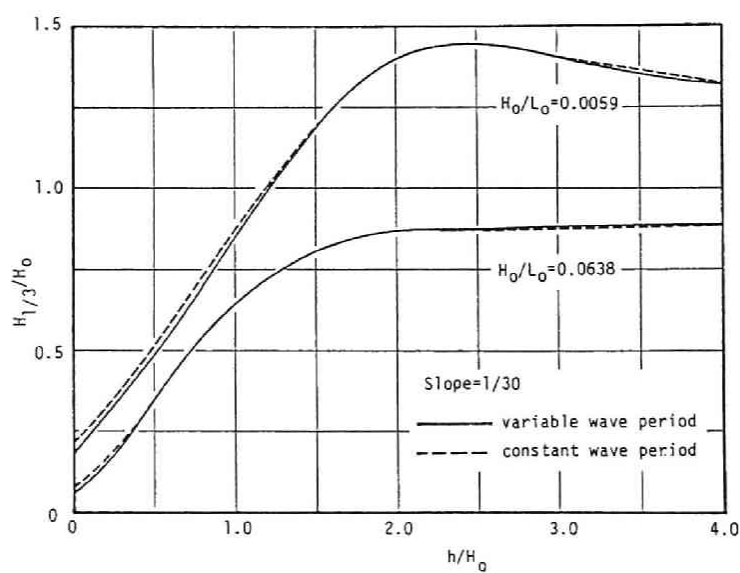


(b)

図-2.2.12 碎波限界式の係数 A を変えた場合の有義波高の計算結果の比較 (a) 海底勾配 1/10, (b) 1/30

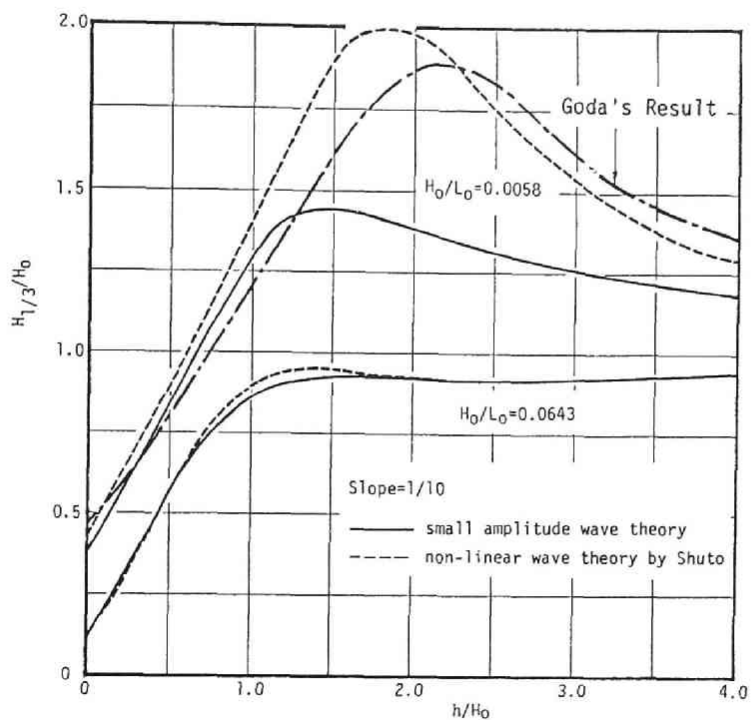


(a)

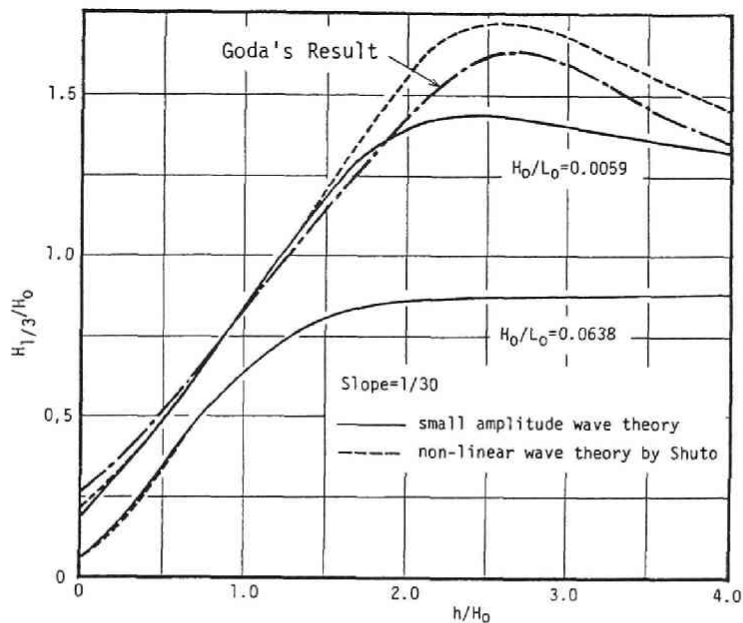


(b)

図-2.2.13 周期の分布を考えた場合（実線）と有義波周期を用いた場合（破線）の有義波高の計算結果の比較（(a) 海底勾配 1/10，(b) 1/30）



(a)



(b)

図-2.2.14 碎波前の波高の算定に微小振幅波理論を用いた場合（実線）と有限振幅波理論を用いた場合（破線）の有義波高の計算結果の比較
((a) 海底勾配 1/10 , (b) 1/30)

第3節 実験装置および実験方法

実験は、京都大学工学部土木系教室の地下実験室に設置されている、長さ 27m、幅 50cm および深さ 75cm の両面ガラス張り水槽で実施した。この水槽の一端には不規則波発生機が設置されている。

模型海浜は、鉄のアングルで補強したジュラルミンの板で製作した。造波中の斜面の上下動揺を防ぐため、水槽の上から直径 1cm の鋼棒で斜面を押えつけた。斜面と水槽側壁の隙間は布ガムテープをはって埋めた。海底勾配は 1/10 と 1/30 の二種類とし、一様水深部の水深は 45cm と一定にした。

実験に用いた不規則波の造波信号は Pierson-Moskowitz 型スペクトルをシミュレートしたものの³²⁾であり、そのスペクトルのピーク周波数は 0.4, 0.6, 0.8, 1.0 および 1.2Hz の5種類である。これらのピーク周波数はシミュレーションの目標値であって、実際はこれらの値より若干小さい値を取る。これを不規則波発生機の外部信号入力端子より入力して造波機を駆動させ、不規則波を発生させた。一様水深部の有義波を用いて算定したそれらの沖波波形勾配は 0.005 から 0.07 までの範囲である。

水位変動は、海底勾配が 1/10 の場合には水深 45, 20, 15, 10, 5 および 2cm、海底勾配が 1/30 の場合には水深 45, 20, 12, 8, 5 および 2cm の各地点に設置した 6 台の容量式波高計（計測技研製）を用いて測定した。水位変動記録は 6 チャンネルペン書きレコーダー（渡辺測器製）に出力するとともに、14 チャンネルデータレコーダー（TEAC 製）に収録し、後に京都大学大型計算機センターの FACOM U-200 を用いて 0.04 秒で A-D 変換し、磁気テープおよび MSS にデータをファイルして解析に用いた。データ数は、不規則波のピーク周波数が 0.4 および 0.6Hz の場合 60 000 個、その他は 30 000 個である。

第4節 一様勾配の海浜における浅水・碎波変形特性

4-1 浅海域におけるスペクトルの変化

図-2.2.15 は、海底勾配が 1/30 のときの水深の減少に伴うエネルギー・スペクトルの変化の例を示したものであり、ピーク周波数が 0.4Hz（沖波波形勾配は 0.0059）の場合である。水深が減少すると、ピーク周波数付近のエネルギー密度が減少すること、高周波数領域のエネルギー密度が増加するとともに、低周波数領域のエネルギー密度も増加することがわかる。高周波数領域のエネルギー密度の増加は、碎波後に見られるのこぎり形状をした波や微小攪乱によるものであり、低周波数側のエネルギー密度の増加はサーフビートの増大によるものである（実験では水槽内の重複波成分も含まれている）。図-2.2.15 のスペクトル形を見ると、ピーク周波数の約 0.5 倍のところにエネルギー密度の落ち込みがあるのがわかる。スペクトルの

2次干渉理論を用いて浅海域でのスペクトルの変化を計算すると、ピーク周波数の2倍の周波数付近およびピーク周波数の約 0.5 倍以下の低周波数領域でエネルギー密度が増加することがわかっている³³⁾。

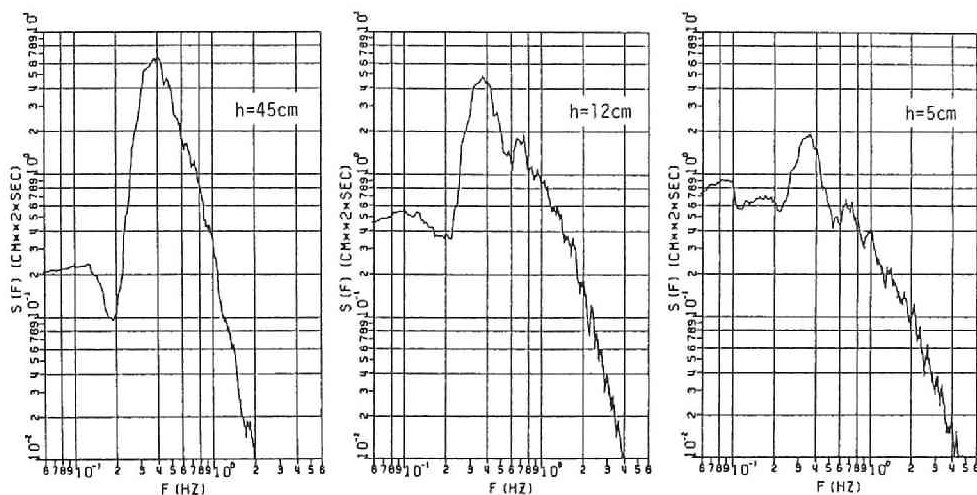


図-2.2.15 海底勾配 1/30 における水深減少に伴うエネルギー・スペクトルの変化の例 (沖波波形勾配 0.0059)

4-2 サーフビートの標準偏差

変動の分散は、その変動のエネルギー・スペクトルの面積に等しいという関係を用いて、サーフビートの標準偏差を計算する。すなわち、エネルギー・スペクトルのピーク周波数の 0.5 倍以下の成分がサーフビートによるものとして、その面積を求め、それをルートしたものを ξ_{rms} とした。図-2.2.16 は、このようにして求めたサーフビートの標準偏差 ξ_{rms} を、沖波有義波高 H_0 で無次元化して示したものである。図中の実線は式(2.2.20)による結果である。斜めの線が入った記号は海底

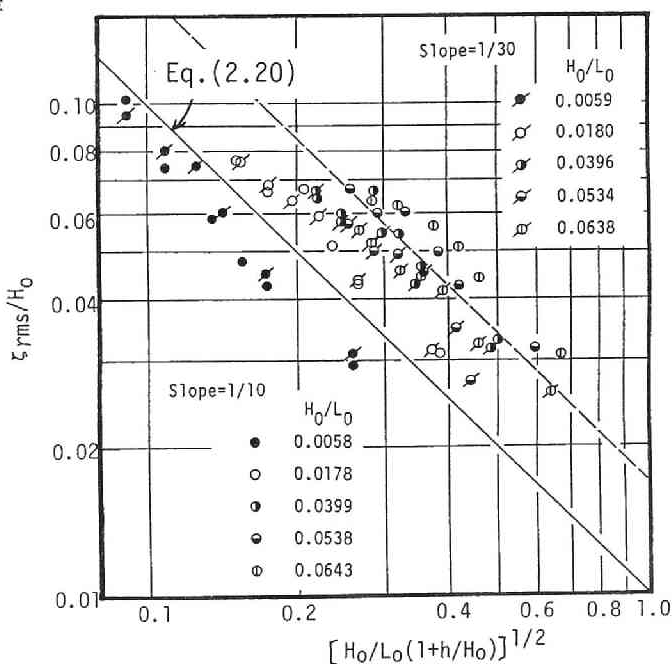


図-2.2.16 サーフビートの標準偏差

勾配が 1/30 の実験結果であり、斜めの線が入っていないものが 1/10 の実験結果である。この図から、海底勾配による差はあまりないこと、沖波波形勾配が小さい場合は式(2.2.20)に近いが、沖波波形勾配が大きくなると、図中の破線で示す式 (2.2.20)の 1.7 倍にも達することがわかる。

砕波後の水位変動は、長周期の水位変動の上のにこぎり形状の波と微小攪乱が乗ったような波形をしている。水位変動を単純平均して平均水位を算定し、これを基準として波をゼロアップクロス法で定義すると、平均水位をクロスしない水位変動のために波の波高は大きく、周期は長く定義されることがある。砕波後の水位変動の一例を 図-2.2.17 に示す。この図には、ピーク周波数の 0.5 倍以下のフーリエ成分を再合成して求めたサーフビートの水位変動を同時に図示してある。この図より、得られた水位変動記録をそのまま用いて波を定義すると波高が大きく定義されたり、周期が長く定義されたりする場合のあることがわかる(図の「」の部分参照)。

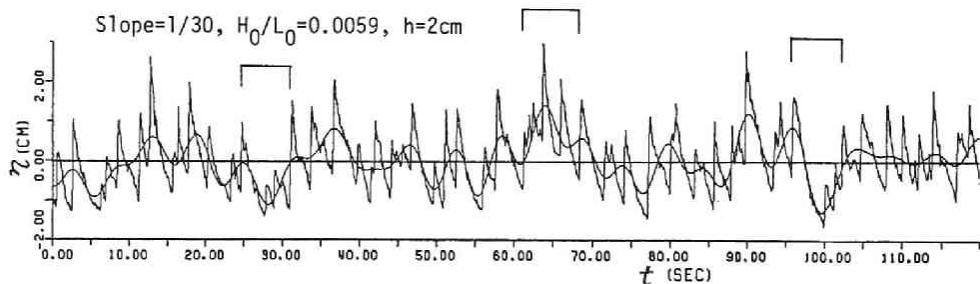


図-2.2.17 砕波後の水位変動記録 (平均水位を基準としてゼロアップクロスで個々波を定義すると、「」の部分は1波と見なされる)

本研究では、得られた水位変動をそのまま用いたものについて、また長周期の水位変動を除去したものについてゼロアップクロス法で波を定義する、といった二つの方法で整理した波の統計量の差にも注意を払って、不規則波の浅水・砕波変形特性を調べる。

4-3 代表波高および波高の頻度分布の変化

図-2.2.18 は 1/10 最大波高、有義波高および平均波高の水深の減少に伴う変化を示したもので、縦軸と横軸は沖波有義波高で無次元化してある。(a) は海底勾配が 1/10 の場合、(b) は 1/30 の場合である。これらの実験結果は、長周期水位変動を除去した水位変動についてゼロアップクロス法で整理したものである。図の記号は沖波波形勾配を区別するためのものであり、これ以後の図においても統一して用いている。また、図中の曲線は、本章で提案した波高変化計算モデルによる計算結果である。この計算に当っては、図-2.2.16 に見られるように、沖波波形勾配が大きくなると式(2.2.20)の結果の 1.7 倍となるので、 $H_0/L_0 > 0.03$ のときは式(2.2.20)の右辺を 1.7 倍して用いている。しかし、式(2.2.20)を 1.7 倍しても、そのまま用いても、計算結果には差はほとんどないことがわかった。

無次元 1/10 最大波高、有義波高および平均波高の実験結果は、同じ水深波高比に対して、沖波波形勾配が小さいほど大きくなる。また、同じ沖波波形勾配に対して、海底勾配が急なほど波高の最大値は大きくなり、それが現われる水深波高比は小さくなる。波高変化は、規則波の場合と異なって、滑らかである。

実験結果と計算結果の比較から次のことがわかる。1/10 最大波高については、海底勾配が 1/10 の場合はすべての実験ケースで両者は良く一致しているが、海底勾配が 1/30 の場合には、沖波波形勾配が 0.0059 の実験結果は計算結果より大きくなっている。しかし、前にも述べたように、砕波前の波高変化の計算に有限振幅波理論を用いると、実験結果に比べて大きくなりすぎ、微小振幅波理論を用いた計算結果の方が実験結果に近い。有義波高については両者の一致はかなり良い。平均波高については、沖波波形勾配が最も小さい実験ケースで、水深波高比が 2.0 より小さくなると、実験結果は計算結果に比べて小さくなっている。これは微小な攪乱波が個々の波として多数定義される（巻き波型砕波の場合に顕著）ことにより、平均波高が小さく算定されるためである。実験データを整理するに当り、長周期水位変動のみならず短周期水位変動も除いた方が良い場合もある。

以上、沖波波形勾配が最も小さい約 0.006 である実験ケースを除いて、実験結果と計算結果は良く一致することがわかった。その他の考察として次のことが挙げられる。個々波の浅水変形は、大部分は微小振幅波理論で表わされるが、波高・周期がそろった波がたくさん続くような場合には、それぞれの波は規則波としての波高変化を示すので、有限振幅性が現われてくるのではないかと考えられる。すなわち、波高変化にも入射波の波群特性が影響しているのではないかと思われるが、これは今後の課題とする。

図-2.2.19 および 図-2.2.20 は、それぞれ海底勾配が 1/10 と 1/30 の波高の頻度分布を示したものであり、(a) は沖波波形勾配が最も小さい実験ケース、(b) は沖波波形勾配が最も大きい実験ケースである。図中の実線で示した折線は本計算モデルによる計算結果、破線で示

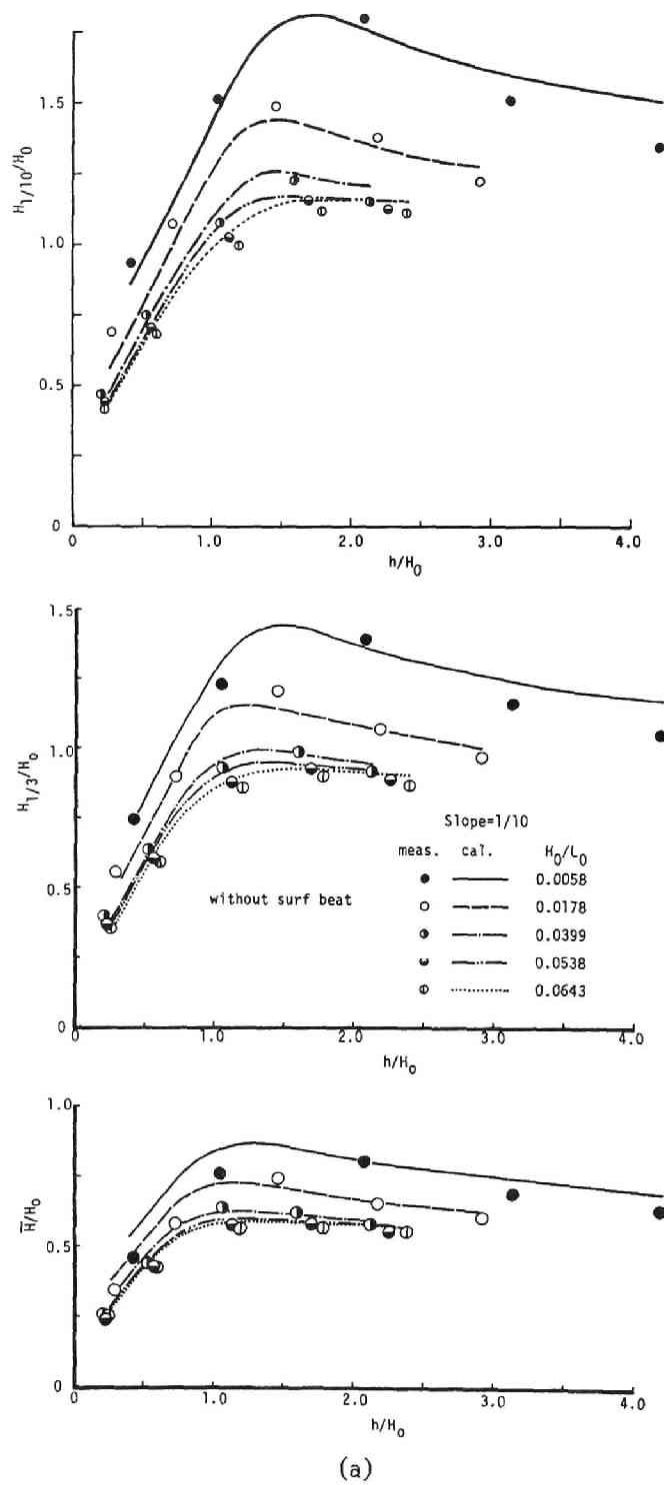
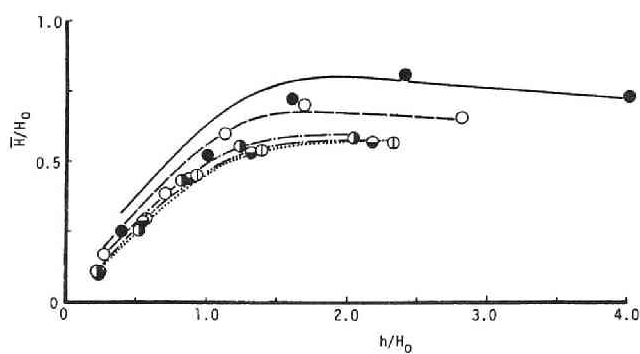
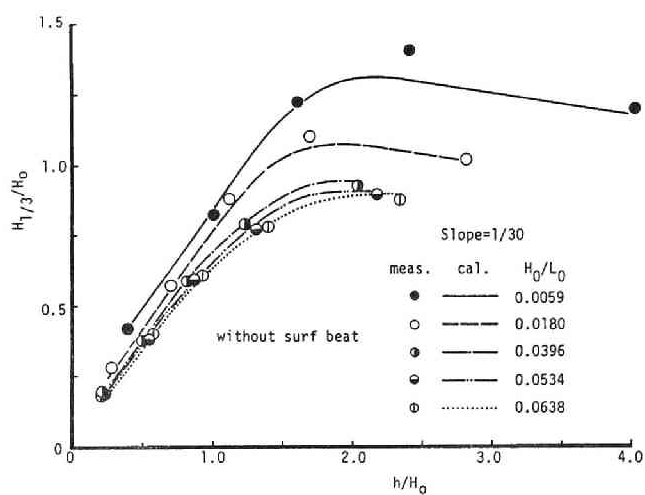
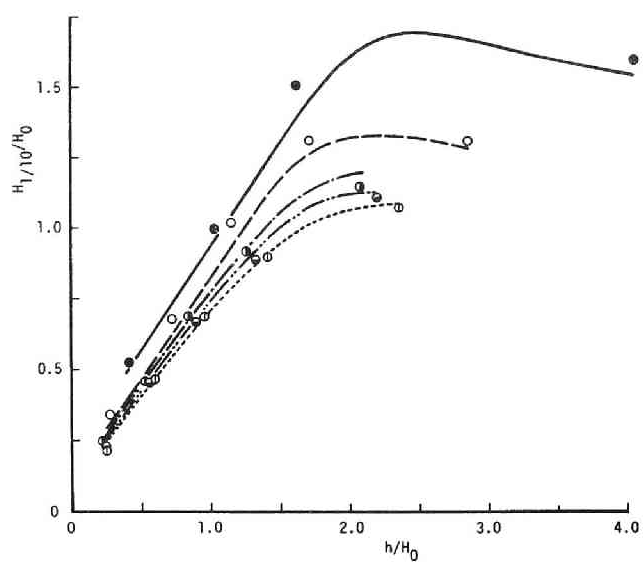


図-2.2.18 浅海域における 1/10 最大波高，有義波波高および平均波高
 ((a) 海底勾配 1/10，(b) 1/30であり，長周期水位変動を
 除去した水位変動について整理してある)



(b)

図-2.2.18 (つづき)

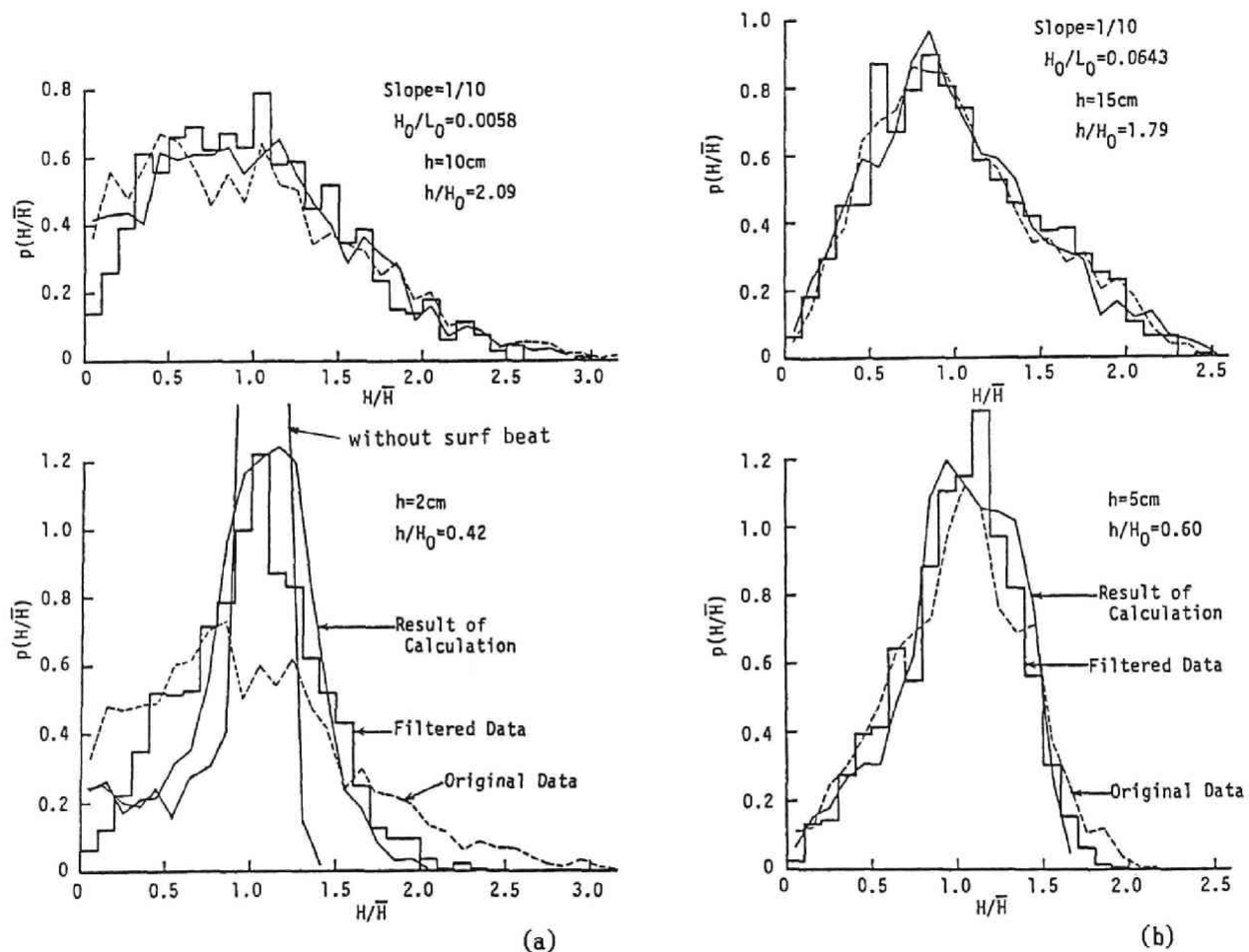


図-2.2.19 海底勾配が 1/10 の場合の浅海域における波高の頻度分布
 ((a) 沖波波形勾配が小さい場合, (b) 大きい場合)

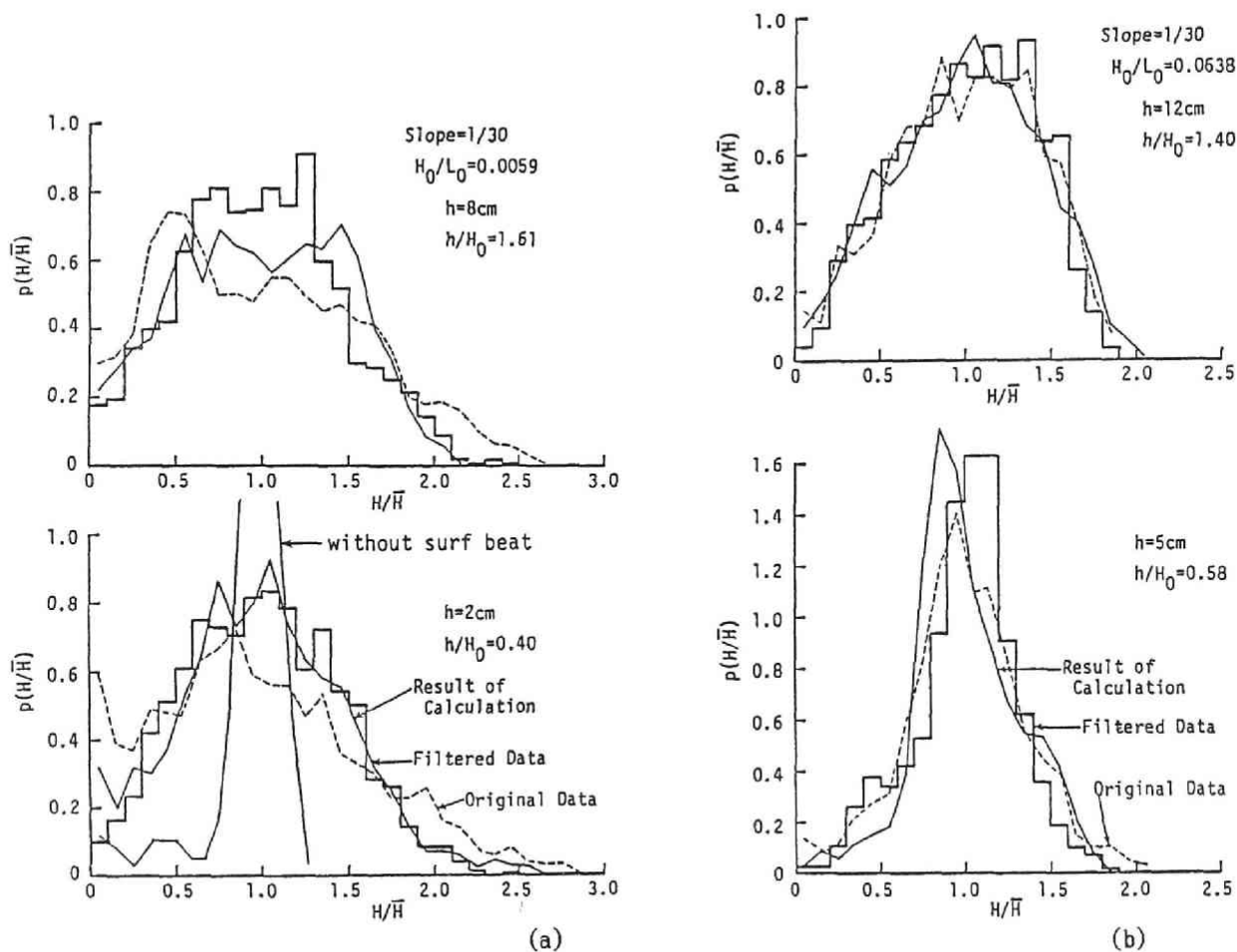


図-2.2.20 海底勾配が 1/30 の場合の浅海域における波高の頻度分布
((a) 沖波波形勾配が小さい場合, (b) 大きい場合)

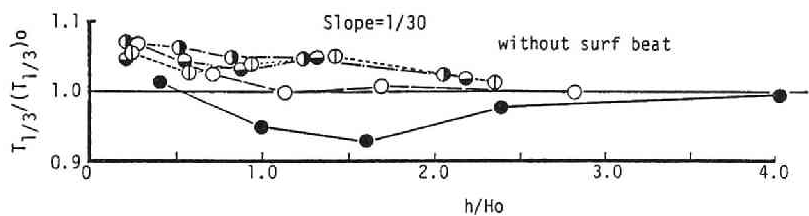
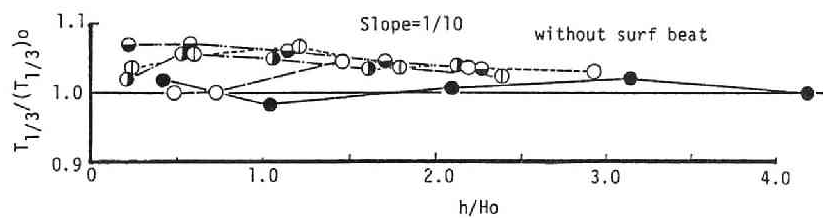
した折線は実験で得られた水位変動をそのまま用いて整理した実験結果（original data と称す），ヒストグラムは水位変動からサーフビートとピーク周波数の6倍以上の高周波数成分を除去した水位変動記録を用いて整理した実験結果（filtered data と称す）を示している。なお，計算モデルにサーフビートを考慮しない場合の計算結果（without surf beat と示してある）も一部のせてある。

図-2.2.19(b) および 2.2.20(b) のように沖波波形勾配が大きい場合には，original data と filtered data はほぼ一致し，データの整理方法による波高分布の差は少ない。また，これらの実験結果を計算結果と比較すると，図-2.2.20(b) の水深波高比 0.58 の場合に，計算結果のピークの位置が実験結果のそれより少し小さくなっていることを除いて，両者は良く一致していることがわかる。図-2.2.19(a) および 2.2.20(a) の沖波波形勾配が小さい実験ケースでは，水深波高比が約 0.4 と小さい場合には，データ整理の方法によって実験結果はかなり異なる。すなわち，original data は filtered data に比べ平坦になっている。original data が平坦になるのは，平均水位をクロスする微小な攪乱波のために平均波高が小さくなり，この平均波高で波高を無次元化しているのも一つの原因である。ピーク周波数の6倍以上の高周波数成分を除去したのは，微小攪乱を取り除くためである。これは急激な波形の立ち上りをも除去することになるが，カットする周波数成分を十分大きく取ってあるのでその影響は少ない。その結果，filtered data の平均波高は大きくなる（図-2.2.18 の平均波高の計算結果と合うようになる）とともに，original data より尖った分布形となり，計算による波高分布とも良く合うようになる。サーフビートを考慮しない計算結果は非常に尖った分布形となり，実験結果とは全く一致しないことがわかる。

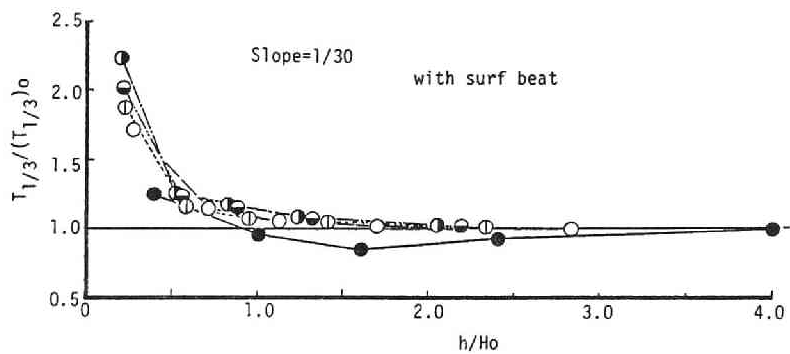
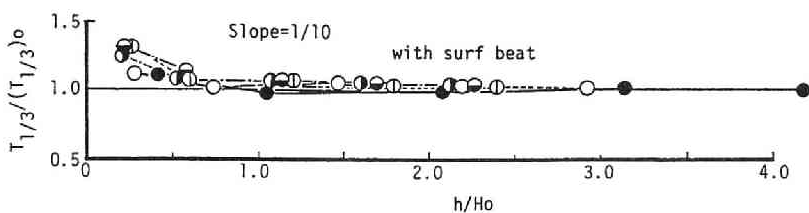
以上のことより，沖波波形勾配が約 0.006 のケースを除けば，代表波高あるいは波高分布について，実験結果と本計算結果は良く一致しており，本計算法の有効性が確かめられた。

4-4 有義波周期の変化

図-2.2.21 は水深の減少に伴う有義波周期の変化を，一様水深部での有義波周期で無次元化して示したもので，(a) は水位変動記録からサーフビートを除いて整理した結果，(b) は除かないで整理した結果である。これらの図に見られるように，汀線付近で有義波周期は増加するのがわかるが，サーフビートを除いた場合はその程度は高々 10 %程度であるのに対し，除かない (b) の図では2倍以上にもなっている。これはサーフビートが大きくなる汀線付近で平均水位をクロスしない波が増え，その結果周期が大きく定義されるためである。合田⁴⁾の研究においても，水深が浅い場合に有義波周期が沖での値の2倍以上になっているが，これはサーフビートを除去しないで実験結果を整理したためであろう。



(a)



(b)

図-2.2.21 浅海域における有義波周期 ((a) 水位変動記録からサーフビートを除いて整理した結果, (b) 除かないで整理した結果)

4-5 非線形性パラメーターの変化

瀬岡・近藤・田中³⁴⁾ は、海底勾配が 1/20 の規則波の実験結果から、水位変動の skewness は沖から砕波点に近づくにつれて増加し、砕波点でピークとなった後に減少すること、そしてその傾向は沖波波形勾配が小さいほど顕著であること、水位変動の skewness の変化は水粒子速度変動のそれと同じであることを示した。不規則波の場合にも skewness の変化を調べることは、不規則波の水粒子速度変動の非線形性を考察するための基礎となるであろう。ここでは、波の非線形性を表わす指標として skewness と kurtosis を調べた。その結果を図-2.2.22 に示した。ただし、サーフビートを除いた水位変動記録を用いて整理した結果である。

海底勾配が 1/10 の 図-2.2.22(a) の skewness の変化は、沖波波形勾配が 0.0058 のケースを除いて、沖波波形勾配の差は少なく上に凸の曲線になっており、そのピークの値は約 1.2、ピークとなる水深波高比は約 1.2 である。図-2.2.18(a) の波高変化と比較すると、沖波波形勾配が 0.0058 のケースを除いて、波高と skewness がピークとなる地点は対応している。海底勾配が 1/30 の 図-2.2.22(b) の skewness の変化傾向も上に凸の曲線となり、そのピークの値は沖波波形勾配が小さいほど大きくなり、またピークとなる水深波高比は沖波波形勾配が小さいほど大きくなっている。ただし、沖波波形勾配が約 0.04 以上になると、沖波波形勾配による差は少なくなり、ピークの値は約 1.2、ピークとなる水深波高比は約 1.2 となる。図-2.2.18(b) の波高変化と比較すると、沖波波形勾配が 0.0059, 0.0180 の場合には、波高が最大となる地点が skewness が最大となる地点に対応しているが、沖波波形勾配が約 0.04 以上になると、波高が最大となる地点とは対応しなくなる。

サーフビートを除かないで整理した結果もほとんど同じである。また、kurtosis の変化傾向は skewness のそれと同じである。

4-6 波群特性の変化

浅海域における波群特性の変化はこれまでほとんど調べられていないので、ここで検討する。図-2.2.23 は、波群特性を表わすパラメーターである波高の平均連長 $\overline{J(H)}$ 、高波の平均繰返し長さ $\overline{Q(H)}$ および Groupiness Factor GF の変化を示したものであり、(a) は海底勾配が 1/10、(b) は 1/30 の場合である。ただし、サーフビートを除いた水位変動を用いて整理した結果である。 $\overline{J(H)}$ および $\overline{Q(H)}$ は沖波波形勾配が大きいほど大きく、沖波波形勾配が約 0.008 の実験ケースを除けば、水深波高比が 1.2 付近で極大値を取り、その後減少し、汀線に近づくとき再び増加する。海底勾配が 1/30 の場合にはこの傾向がはっきりしているが、海底勾配が 1/10 の場合にはあまり目立たない。 GF は沖から水深が浅くなるにしたがって徐々に減少し、海底勾配が 1/10 では 0.6、海底勾配が 1/30 では 0.8 付近で極小値を取り、汀線に近づくにつれ再び増加する。

浅海域では $\overline{J(H)}$ と GF が同時に極大となることはない。波高の平均連長は水深波高

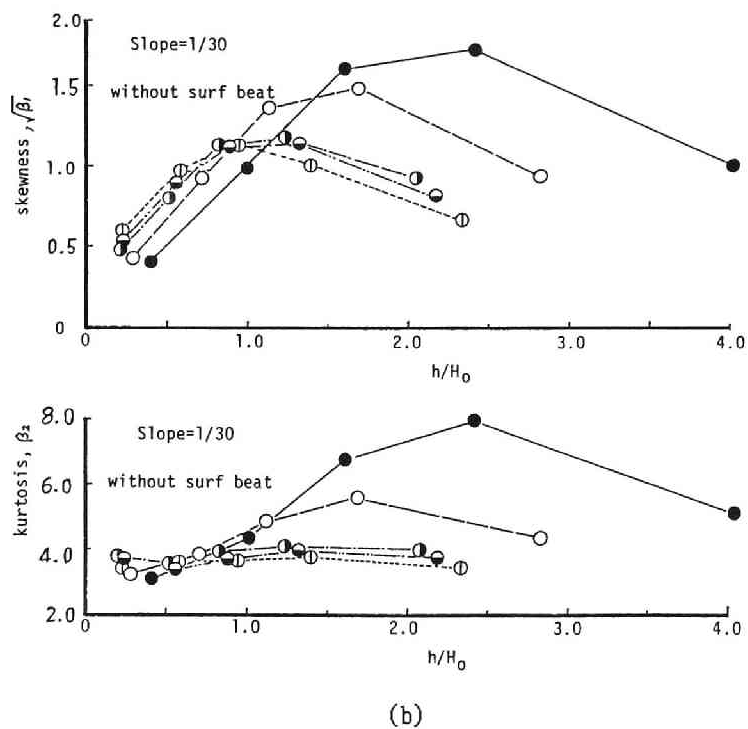
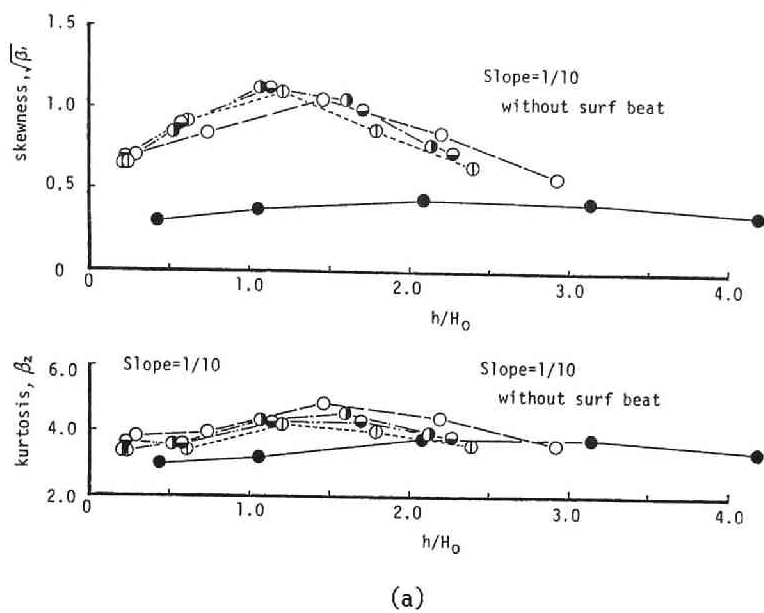


図-2.2.22 浅海域における skewness と kurtosis ((a)海底勾配 1/10 , (b) 1/30であり、長周期変動を除去した水位変動について整理してある)

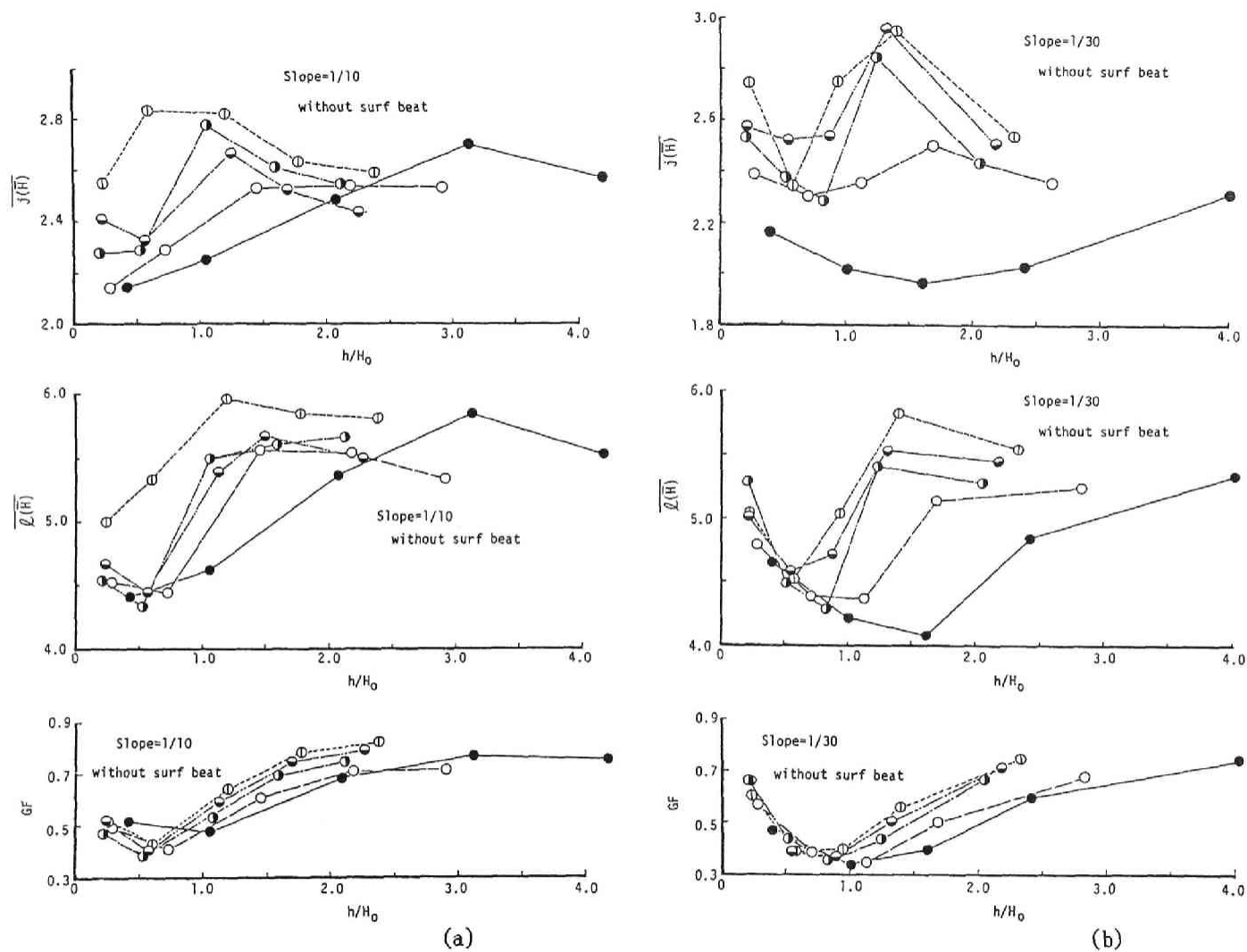


図-2.2.23 浅海域における波高の平均連長，高波の平均繰り返し長さおよび Groupiness Factor (a) 海底勾配 1/10 , (b) 1/30)

比が 2.2 から 1.2 になると増加するが、 GF は減少する。これは波群が扁平化していくためであると考えることができる。水深波高比が 1.2 付近の波の連なり状態は、第 1 編第 4 章の 図-1.4.12(c) に対応している。またこの領域で skewness は極大となる(図-2.2.22 参照)。水深波高比が 0.6 から 0.8 の地点は $\overline{j(\bar{H})}$ も GF も小さくなり、波群は最も目立たなくなる地点である。

サーフビートを除かないで整理した結果は、海底勾配が 1/30 の場合に、水深波高比が 0.6 より浅くなっても $\overline{j(\bar{H})}$ や $\overline{Q(\bar{H})}$ が増加しなくなるだけで、他はすべて同じである。

第 5 節 結 言

本章は、一様勾配の海浜における不規則波浪の浅海域におけるいくつかの特性、すなわち、周波数スペクトル、サーフビート、代表波高、波高分布、有義波周期、skewness, kurtosis, および波群特性を調べた。また、不規則波の波高変化計算法を提案し、実験結果と計算結果を比較してその妥当性を確かめた。

第 2 節で提案した波高変化計算モデルは、不規則波の個々波の浅海における波高変化は同じ波高と周期を持つ規則波のそれに等しいと仮定し、規則波の計算結果を加え合わせて不規則波の代表波高あるいは波高分布を推定するものであるが、いくつかの検討結果から、碎波前の波高変化の計算には微小振幅波理論を用いた方が良いこと、サーフビートを考慮しなければならないことがわかった。また、この波高変化計算モデルでは不規則波の個々波の波高と周期を入力するので、周期の分布も考慮することになるが、従来の波高変化計算モデルのように、周期の分布を考えず有義波周期で代表させても、計算結果はほとんど変わらないことがわかった。

第 3 節では、実験結果と実験方法について説明した。

第 4 節では、実験結果を基に、浅水・碎波変形特性について考察した。主な結果は次のようである。

(1) スペクトルを調べると、水深の減少とともに、ピーク付近のエネルギー密度の減少、高周波数成分のエネルギー密度の増加およびピーク周波数の 0.5 倍以下の低周波数成分のエネルギー密度の増加が見られる。この低周波数成分がサーフビートであると考え、その変動の標準偏差を算定し、合田の式(2.2.20)と比較した。その結果、式(2.2.20)の右辺にいくらかの倍率をかければ実験結果とかなり良く一致することがわかった。

(2) 沖波有義波高で無次元化した代表波高は、同じ水深波高比(正確に言うと、水深沖波有義波高比)に対しては、沖波波形勾配が小さいほど大きくなる。同じ沖波波形勾配に対しては、海底勾配が急なほど大きくなり、また波高の最大値が現われる水深波高比は小さくなる。不規則波の波高変化曲線は規則波の場合とは異なり滑らかである。沖波波形勾配が最も小さい約 0.006 の実験ケースを除けば、代表波高および波高の頻度分布について、実験結果と計算

結果は良く一致し、本計算法の妥当性が確かめられた。

(3) 浅海域における有義波周期は、水位変動からサーフビート成分を除いて整理するか、除かないで整理するかでかなり異なり、前者の方法では沖での有義波周期に比べてあまり変化しない（最大で10%以内）が、後者の方法では沖での値の2倍以上になる。

(4) 水深の減少に伴う skewness の変化傾向は、上に凸の曲線となる。海底勾配が急な 1/10 の場合には、沖波波形勾配が 0.0058 の実験ケースを除いて、沖波波形勾配の影響は少なく、skewness の極大値は約 1.2、極大値が現われる水深波高比は約 1.2 となる。海底勾配が緩い 1/30 の場合には、沖波波形勾配が 0.04 以上では、skewness の変化に及ぼす沖波波形勾配の影響は少なくなり、海底勾配が 1/10 の場合と同じように、極大値は約 1.2、極大値が現われる水深波高比は約 1.2 となる。沖波波形勾配が 0.0180 以下の場合には、極大値となる地点は波高が最大となる地点と対応しており、極大値は沖波波形勾配が小さいほど大きくなる。

(5) 波高の連が極大となる地点は、skewness が極大となる地点と同じである。ただし、海底勾配が 1/30 の沖波波形勾配が 0.0059 の実験ケースは例外である。ここでは Groupiness Factor は減少しているので、この付近の波群は水深の深い地点での波群に比べて扁平化している。水深波高比が 0.6（海底勾配が 1/10 の場合）から 0.8（海底勾配が 1/30 の場合）の地点は $\overline{J(H)}$ も Groupiness Factor も極小となり、波群は最も目立たなくなっている。

参考文献

- 1) Collins, J.I.: Probabilities of breaking wave characteristics, Proc.12th Coastal Eng. Conf., pp.399-414, 1970.
- 2) Battjes, J.A.: Set-up due to irregular waves, Proc.13th Coastal Eng. Conf., pp.1993-2004, 1972.
- 3) 郭 金棟・郭 秀吉: 風波による碎波の波高減衰と波高の確率分布, 第19回海岸工学講演会論文集, pp.137-142, 1972.
- 4) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp.59-106, 1975.
- 5) Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc.16th Coastal Eng. Conf., pp.569-587, 1978.
- 6) 水口 優・松田仲次: 現地不規則波浪の浅海変形について, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.134-138, 1980.
- 7) Sawaragi, T. and K. Iwata: Experimental study on irregular wave deformation due

- to depth-controlled wave breaking, Proc. Hydrodynamics in Ocean Eng., Norwegian Inst. Tech., pp.166-182, 1981.
- 8) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛: 不規則波の浅海変形モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.104-108, 1981.
 - 9) Mase, H. and Y. Iwagaki: Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., pp.58-76, 1982.
 - 10) 佐藤道郎・小部直人: バー型海浜における不規則波の碎波変形, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.104-108, 1983.
 - 11) 岩垣雄一・間瀬 肇: 複合断面の海浜における不規則波の碎波変形特性, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.25-29, 1984.
 - 12) Thornton, E.B. and R.T. Guza: Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. C10, pp.5925-5938, 1983.
 - 13) 首藤伸夫: 非線型長波の変形—水路幅, 水深の変化する場合—, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.57-63, 1974.
 - 14) Cokelet, E.D.: Steep gravity waves in water of arbitrary uniform depth, Trans. R. Soc. Lond. 286, A1335, pp.183-230, 1977.
 - 15) 酒井哲郎・J.A. Battjes: Cokelet の理論による波の浅水変形, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.25-29, 1980.
 - 16) Hotta, S., M. Mizuguchi and M. Isobe: A field study of waves in the near shore zone, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., pp.38-57, 1982.
 - 17) 合田良実: 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第 180号, pp.39-49, 1970.
 - 18) 岩垣雄一・木村 晃・岸田典史: 斜面上における不規則波の碎波に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, pp.102-106, 1977.
 - 19) Horikawa, K. and C.T. Kuo: A study on wave transformation inside the surf zone, Proc. 10th Coastal Eng. Conf., pp.217-233, 1966.
 - 20) Divoky, D., B. Le Méhauté and A. Lin: Breaking waves on gentle slopes, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, pp.1681-1692, 1970.
 - 21) Battjes, J.A.: Energy dissipation in breaking solitary and periodic waves, Manuscript, Delft University of Technology, 1978.
 - 22) 水口 優・辻岡和男・堀川清司: 碎波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.155-159, 1978.
 - 23) Singamsetti, S.R. and H.G. Wind: Breaking wave — Characteristics of shoaling and breaking periodic waves normally incident to plane beaches of constant slope,

Delft Hydraulics Lab., Rept. on Investigation, M1371, 67p., 1980.

- 24) 佐伯 浩・佐々木幹夫：砕波後の波の変形に関する研究(2)，第21回海岸工学講演会論文集，pp.39-44，1974.
- 25) Svendsen, I.A., P.A.Madsen and J.B.Hansen: Wave characteristics in the surf zone, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., pp.520-539, 1978.
- 26) Stive, M.J.F.: Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes, Coastal Eng., 8, pp.99-127, 1984.
- 27) Svendsen, I.A.: Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., 8, pp.303-329, 1984.
- 28) 榎木 亨・岩田好一郎・東 修夫：不規則波による平均水位変動に関する研究，第25回海岸工学講演会論文集，pp.184-188，1978.
- 29) Stive, M.J.F.: Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. 17th Coastal Eng. Conf., pp.547-566, 1978.
- 30) 中村 充・白石英彦・佐々木泰夫：砕波による波の変形に関する研究，第13回海岸工学講演会論文集，pp.71-75，1966.
- 31) 高山知司・神山 豊・菊地 治：リーフ上の波の変形に関する研究，港湾技研資料，No.28, 32p., 1977.
- 32) 岩垣雄一・木村 晃：不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム，第21回海岸工学講演会論文集，pp.231-235，1974.
- 33) 合田良実：波浪の非線型性とその記述パラメーター，第30回海岸工学講演会論文集，pp.39-43., 1983.
- 34) 瀬岡和夫・近藤隆道・田中則男：レーザードップラー流速計による砕波帯の流速場の構造の解明，港湾技術研究所報告，第21巻、第2号，pp.49-106，1982.

第3章 複合断面の海浜における 不規則波浪の浅水・碎波変形特性

第1節 概 説

前章では、一様勾配の海浜における不規則波浪の浅水・碎波変形特性を調べた。実際の海底地形は、一様勾配斜面で近似できるものは少ない。バーがあるとそこで波が砕けやすくなり、そこから汀線にかけての波の変形の様子も一様勾配海浜地形の場合とは異なったものになるであろう。しかしながら、これまで複合断面の海浜における不規則波の浅水・碎波変形特性を調べた研究は少ない。

不規則波の波高変化計算法はこれまでいくつか提案されている（第2章第1節参照）が、複合断面海底地形の場合にも使える計算法は少なく、わずかに Battjes-Janssen¹⁾、水口・松田²⁾、佐藤・小部³⁾、Thornton-Guza⁴⁾ のものが挙げられるくらいである。Battjesらのモデルは波高の2乗平均平方根値 H_{rms} は計算できるが、碎波後の波高分布を第2章図-2.2.1 (a) のように仮定しており、他の代表波高を算定するものではない。Thorntonらは、碎波後の波高分布に対しても Rayleigh 分布を適用し、またその中の碎波している波の確率密度をモデル化し、bore モデルを用いて波群中のエネルギー逸散率を定式化した。その結果を用い、エネルギー平衡式を解いて H_{rms} を求めている。波高分布は Rayleigh 分布を仮定しているため、他の代表波高も求められる。彼らは現地観測結果と計算結果を比較し良い一致を得ているが、波が観測された現地の海底は一様勾配斜面で近似できるような地形であり、バーがあるような海底地形にも適用できるかどうかはまだ確かめられていない。佐藤らの方法は、合田⁵⁾ の計算法を利用したもので、海底勾配が負になったとき（すなわちバーの頂部より岸側）、その前の計算ステップで得られたすでに碎波の影響を受けて減少した有義波高と、その地点の浅水係数から改めて沖波波高を求め、この沖波が浅水変形をしながらバーを通過すると考えて、その後の波高変化を計算していくものである。平均波高を除けば、計算結果と現地観測結果との対応は良いが、現地観測結果よりも測定精度が高いと考えられる実験結果との対応は良くない。詳しい計算法が記載されていないのでその理由は良くわからないが、計算結果には幾つか理解できない点が見られる。水口らの波別計算法では、碎波前の波高変化の計算は有限振幅波理論によって、碎波後の波高変化は、微小振幅長波近似を用いて渦粘性によるエネルギー逸散率を定式化し、エネルギー平衡式を解くことによって求めている。エネルギー逸散率の定式化には多くの仮定あるいは係数が含まれており、また碎波後の波高変化は陽な形では表わせず、一波ずつ数値計算が必要で面倒である。また、碎波点までは有限振幅波理論、その点以後は微小振幅波理論を用いており、整合性がない。水深が浅くなると、波高分布の計算結果は実測結果よりも尖った分布形となり、代表波高の計算結果は実測結果よりも小さくなる。これはサーフビー

トを考慮していないためであると思われる。

本章は、複合断面の海浜における不規則波の浅水・碎波変形特性のうち、波の変形の様子、代表波高、波高の頻度分布、有義波周期、非線形性パラメーターならびに波群特性の変化を調べるものである。

第2節では、不規則波の波高変化計算法を提案する。これは一様勾配海浜に対する計算法を複合断面海浜の場合にも適用できるように拡張したものである。具体的には、碎波した波が一定水深領域あるいは逆勾配地形（汀線に向かって水深が増加する地形）を進行する場合の波高変化を bore モデルを用いて定式化し、海底地形が変化する地点で波高が接続するように波高変化を計算していくものである。碎波していない波に対しては浅水変形計算をする。

第3節では、実験装置と実験方法について説明する。

第4節では、実験結果を示し、複合断面海浜における不規則波の浅水・碎波変形特性について考察する。波高変化については、実験結果と計算結果の比較検討を行う。

第5節は、この章の結果をまとめて結びとする。

第2節 不規則波の波高変化計算法の提案

波高変化計算モデルは、ゼロアップクロス法で定義される個々波をそれぞれ規則波で置きかえて、規則波の波高変化の計算結果を用いて不規則波の波高変化を求めるものである。一様勾配の海浜の場合には、第2章において実験結果と計算結果は良く一致することがわかった。この節では、一様勾配海浜の場合に用いた計算法を複合断面の海浜に対する計算法に拡張する。

個々波の波高変化は以下のように定式化する。

碎波前の波高変化は、次式の微小振幅波理論に基づく浅水変形式により算定する。

$$\frac{H}{H_0'} = \left[\left\{ 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh(4\pi d/L)} \right\} \tanh \frac{2\pi d}{L} \right]^{-1/2} \quad (2.3.1)$$

ここで、 H_0' は沖波波高（沖波有義波高 H_0 と区別するためにダッシュ'をつけた）、 d は平均水深、 L は波長である。

碎波限界波高 H_b の算定には、合田⁶⁾が提案した式の係数を変えた次式を用いる。

$$\frac{H_b}{L_0'} = 0.16 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_0'} (1 + 15 \tan^4 \theta) \right\} \right] \quad (2.3.2)$$

ここで、 $\tan \theta$ は海底勾配、 L_0' は深海における波長（沖波有義波長 L_0 と区別するためにダッシュ'をつけた）である。規則波においては式(2.3.2)の係数は0.17である。この式は一様勾配斜面に対するものであり、バーが存在するような、海底地形が一様勾配ではない場合の碎波限界式ではない。ここでは、海底勾配が不連続になる地点では式(2.3.2)の係数を0.14とするとともに、 $\tan \theta$ としては海底勾配の不連続点の沖側の勾配を用いることにす

る。

砕波後の波高変化は bore モデルを用いて定式化する。これによると、砕波による単位面積当りの平均エネルギー逸散率 D 、線形長波近似による単位幅当りのエネルギーフラックス P との間には、次のエネルギー平衡式が成り立つ（第2章第2節参照）。

$$\frac{dP}{dx} = -D \quad (2.3.3a)$$

$$P = \frac{1}{8} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \quad (2.3.3b)$$

$$D = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{d}\right)^4 \quad (2.3.3c)$$

$$\gamma = 0.7 + 5 \tan \theta \quad (0.01 \leq \tan \theta \leq 0.1) \quad (2.3.3d)$$

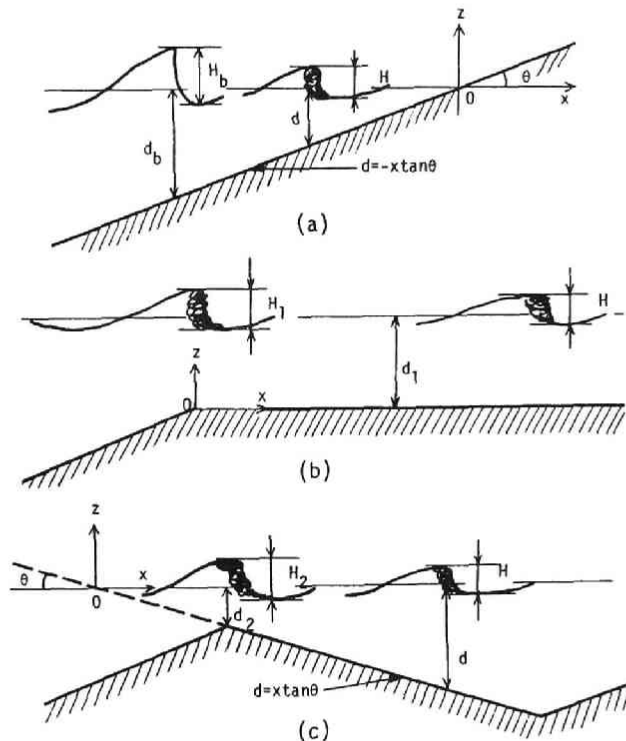


図-2.3.1 砕波後の波の模式図 ((a)順勾配地形,
(b)一定水深地形, (c)逆勾配地形)

図-2.3.1 は砕波後の波の模式図である。図-2.3.1(a) の場合、砕波後の波高はすでに第2章第2節で次のように示した。

$$\tilde{H}^4 = (1 - \frac{4}{9} K) \tilde{d} + \frac{4}{9} K \tilde{d}^{7/2} \quad (2.3.4a)$$

$$K = (2/\pi)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \quad (2.3.4b)$$

ここで, $\tilde{H} = H/H_b$, $\tilde{d} = d/d_b$, ξ_0 は沖波を用いた surf similarity parameter である。

図-2.3.1(b) の場合, 平均水位の変化を無視し, 砕波後の波高 H と一定水深が始まる地点からの水平距離 x を, それぞれ一定水深が始まる地点における波高 H_1 と水深 d_1 で無次元化して $\tilde{H} = H/H_1$, $\tilde{x} = x/d_1$ とおくと, 式(2.3.3) は次のように書き表わされる。

$$\frac{d\tilde{H}^2}{d\tilde{x}} + A\tilde{H}^6 = 0 \quad (2.3.5a)$$

$$A = \frac{2B}{\gamma^3} \left(\frac{H_1}{d_1}\right) \frac{d_1}{T g d_1} \quad (2.3.5b)$$

式(2.3.5) は $\tilde{x}=0$ のとき $\tilde{H}=1$ という条件を用いて積分すると,

$$\tilde{H} = (1 + 2A\tilde{x})^{-1/4} \quad (2.3.6)$$

となる。ここで, $\tan \theta$ は0とし, $\gamma=0.7$ を用いる。

図-2.3.1(c) のように, 沖から岸に向かって水深が直線的に増加する逆勾配地形に, 砕波した波が進行していく場合を考える。平均水位の変化を無視すると $d = x \tan \theta$ とおくことができ, バー顶部での波高 H_2 と水深 d_2 で砕波後の波高 H と水深 d を $\tilde{H} = H/H_2$, $\tilde{d} = d/d_2$ のように無次元化すると, 式(2.3.3) は次のようになる。

$$\frac{d}{d\tilde{d}} (\tilde{H}^2 \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H}^6 \tilde{d}^4 = 0 \quad (2.3.7)$$

式(2.3.7) は $\tilde{d}=1$ のとき $\tilde{H}=1$ という条件のもとで

$$\tilde{H}^4 = (1 + \frac{4}{9} K) \tilde{d} - \frac{4}{9} K \tilde{d}^{7/2} \quad (2.3.8)$$

となる。これは式(2.3.4a)において K の符号を変えたもの, すなわち $\tan \theta$ のかわりに $-\tan \theta$ と置いたものとなっている。

砕波した波はそのままエネルギーを逸散しながら汀線まで到達する場合と, 乱れのエネルギー逸散がなくなり波が再生する場合がある。しかし, 波の再生がどのような条件に支配されているのかは今のところ明らかではない。ここでは, 水口ら⁷⁾によって使われた砕波後の波の再生条件 $H \leq 0.5d$ を用いることにする。この条件を満たせばエネルギー逸散率を0とす

る。すなわち、この後は微小振幅波の浅水変形式で波高変化を計算することになる。

式(2.3.1), (2.3.2), (2.3.4), (2.3.6), および (2.3.8)に現われる水深には、サーフビートの水位変動や静水深からの水位の変化量を加えて、不規則波の個々波の波高変化を求める。サーフビートの標準偏差および平均水位の変化はそれぞれ次式で算定する。

$$\zeta_{rms}/H_0 = 0.01/\sqrt{(H_0/L_0)(1 + d/H_0)} \quad (2.3.9)$$

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = - \frac{0.6}{h+\bar{\eta}} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{8} H_{rms}^2 \left\{ \frac{1}{2} + \frac{2k(h+\bar{\eta})}{\sinh 2k(h+\bar{\eta})} \right\} \right] \quad (2.3.10)$$

ここで、 H_0 は沖波有義波高、 L_0 は有義波周期に対応する沖波波長、 h は静水深、 k は有義波周期に対応する浅海での波数、 H_{rms} は波高の2乗平均平方根値である。

以上の結果を用いて、不規則波の浅海域における波高変化を次のように計算する。

① 碎波前のある地点（本研究では模型海浜の斜面先端部）の水位変動記録から、ゼロアップクロス法で定義される不規則波の個々波に対して、微小振幅波理論によりそれぞれの沖波波高を計算する。

② 最初、各地点の水位の変化量 $\bar{\eta}$ は0とし、静水深にサーフビートの変動（平均値が0で、標準偏差が ζ_{rms} となる正規乱数）を加えた水深を用い、すべての個々波に対して③の計算をする。2回目以降は⑤で得られる平均水深にサーフビートの変動を加えた水深を用い、すべての個々波に対し③の計算をする。

③ 碎波限界の式(2.3.2)の条件を満たすまでは、式(2.3.1)を用いて波高を計算する。碎波限界に達した後は、順勾配地形の場合、式(2.3.4)を用いて波高を計算する。一定水深地形や逆勾配地形の場合は、それぞれ式(2.3.6)、式(2.3.8)を用いて波高を計算する。再生条件を満たした場合は、その地点の波高 H と浅水係数 K_s より、新たに沖波波高を H/K_s と考え、その後の波高変化を同様に計算する。

④ ③の計算結果から各地点の2乗平均平方根値 H_{rms} を求める。それらを用いて式(2.3.9)から各地点の $\bar{\eta}$ を計算する。

⑤ ④で求めた $\bar{\eta}$ を各地点の静水深に加えて平均水深とし、②にもどる。初期汀線における水位の変化量の計算結果が収束すれば②にもどらず計算を終え、代表波高、波高の頻度分布および水位の変化量を出力する。

本計算では、 $h/H_0 \leq 4$ の区間は $\Delta h/H_0 = 0.1$ 、 $4 < h/H_0 \leq 100$ では $\Delta h/H_0 \geq 1.0$ 、また $\Delta x/H_0 = 1.0$ となるように分割した。碎波点を求めるに当たっては、プログラム内で領域分割をさらに細かくするようになっている。

なお、計算に当たって式(2.3.3c)に現われる係数 B は、第2章の式(2.2.13), (2.2.14)の

ように水深によって変化させたが、 $B = 2$ と一定にした計算結果とほとんど変わらないことがわかった。この波高変化計算モデルは、直線の組み合わせで近似できる任意の海底地形に対して計算が可能である。

第3節 実験装置および実験方法

実験は、京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている、長さ 27m、幅 50cm、深さ 75cm の両面ガラス張り水槽で行った。この水槽の一端には電気油圧式不規則波発生機が設置されている。

模型海浜としては、長さ 2m のジュラルミンの斜面を組み合わせ、3種類の海浜、すなわちバー型海浜2種類（Bar Type 1と2）とステップ型海浜1種類（Step Type）を製作した。斜面と水槽側壁との間にできる隙間は布テープを貼って埋めた。造波中の斜面の上下動揺を防ぐため、直径 1cm の鋼棒で斜面を上方より押えつけた。模型海浜は、3種類とも、造波板から 10m 離れた地点に斜面先端がくるように設置した。

用いた不規則波は、岩垣・木村⁸⁾が Pierson-Moskowitz型スペクトルを持つようにシミュレートしたものであり、ピーク周波数は約 0.6, 0.8, 1.0Hz の3種類である。これらは磁気テープにアナログ量として記録されており、不規則波発生機の外部入力端子より入力するようになっている。

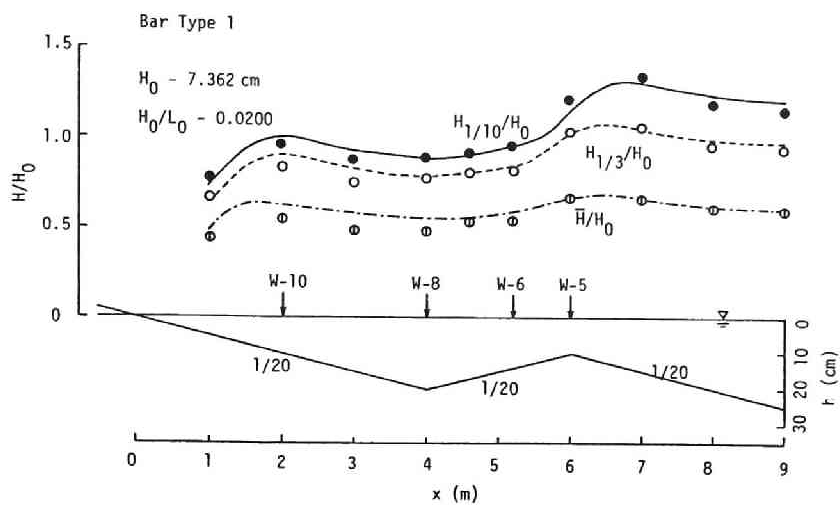
一様水深部の水深は、すべての実験ケースについて 45cm と一定にした。水位変動は、浅海域に 10 地点（W-2～W-11）と斜面先端部（W-1）の計11箇所で、容量式波高計を用いて計測した。その記録は 14 チャンネルデータレコーダーに収録し、京都大学大型計算機センターにある FACOM U-200 で A-D 変換して、後の解析に用いた。サンプリング間隔は 0.04 秒であり、サンプリング個数は、ピーク周波数が 0.6Hz の不規則波の場合には 60 000 個、ピーク周波数が 0.8 および 1.0Hz の場合には 30 000 個とした。

第4節 複合断面の海浜における浅水・碎波変形特性

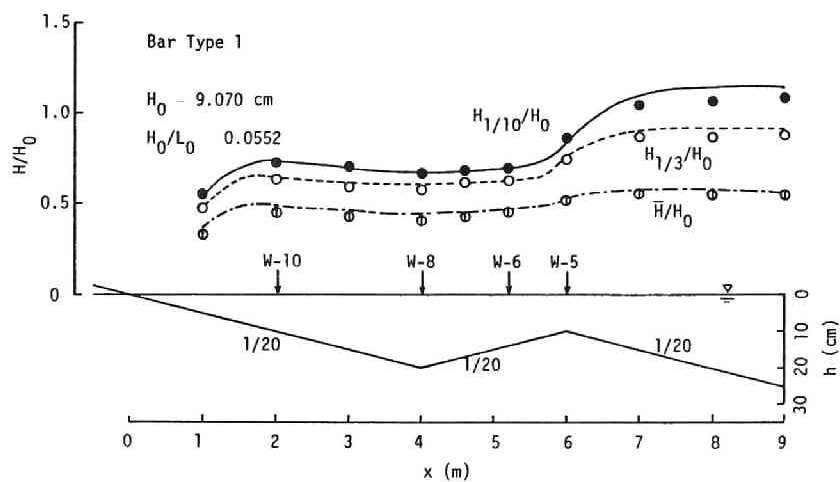
実験結果を整理するに当り、ピーク周波数の 0.5 倍以下の周波数を持つ長周期の水位変動成分を FFT 法を利用して除去し、水位変動記録を補正しておく。この補正した水位変動記録を用いて、ゼロアップクロス法で個々波を定義した。

4-1 浅海域における代表波高および波高の頻度分布の変化

図-2.3.2 は Bar Type 1 の海浜における代表波高（1/10最大波高、有義波高および平均波高）の変化を示したものであり、(a) は沖波波形勾配が 0.0200（ピーク周波数が 0.6Hz）、(b) は 0.0552（ピーク周波数が 1.0Hz）の場合である。沖波波形勾配が 0.0409 の実験結果



(a)



(b)

図-2.3.2 浅海域における 1/10 最大波高, 有義波高および平均波高
 (Bar Type 1, (a) 沖波波形勾配 0.0200, (b) 0.0552)

は省略する。図中の点で示したものが実験結果、曲線は波高変化計算モデルによる計算結果である。なお、沖波有義波高と沖波波形勾配は、波高計W-1における有義波を用いて算定した。

まず実験中に観測された事項について述べる。水深が浅くなるにつれ波高の大きな波が碎波するようになり、バー頂部に近づくに従い、碎波する波の数が増える。バーは波を砕けやすくするようであり、バー頂部の少し打線よりの地点で碎波が顕著である。しかし、海底勾配が急変するような局所的な地形の変化が碎波に及ぼす影響、あるいは碎波限界式についての研究はほとんどないように見受けられる。図-2.3.2(a)のように、沖波波形勾配が小さい場合には、バー頂部に達する前にすでに碎波している波か、あるいはバー頂部付近で碎波した波が気泡を連行しながら進行していくうちに、その波の背面にもう一つの峰が現われる。いわゆるソリトン分裂と言われる。

図-2.3.3 にバー頂部から岸側の地点における実験で得られた水位変動を示す。背面に現われた波（図中の矢印）は、水深の減少に伴い波高が増大し、碎波して打線に到達する。図-2.3.4 は浅海における個々波の数を、波高計W-1 で得られる個々波の数で無次元化して示したものである。この図から、沖波波形勾配が小さいと、バーを通過した後波の数が増加しているのがわかる。このような個々波の数の増加は波のソリトン分裂や碎波後の微小攪乱によるものである。気泡を連行しながら進行していく波は、そのまま打線に達することもあるが、

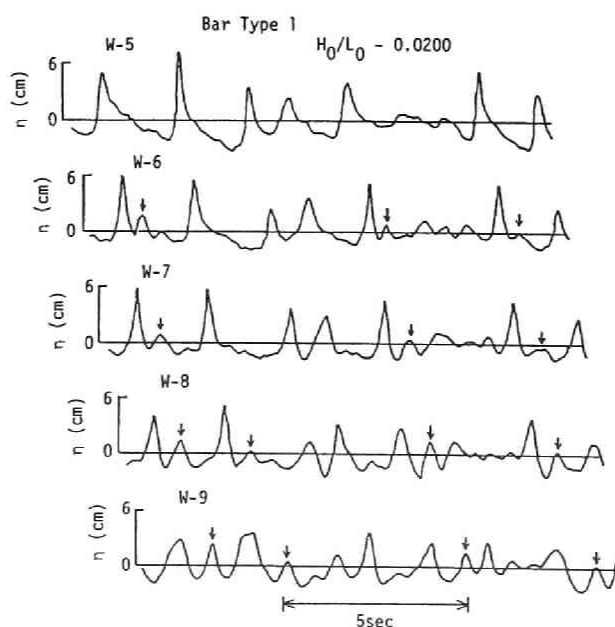


図-2.3.3 バーより岸側の地点における水位変動記録
(Bar Type 1, 沖波波形勾配は 0.0200)

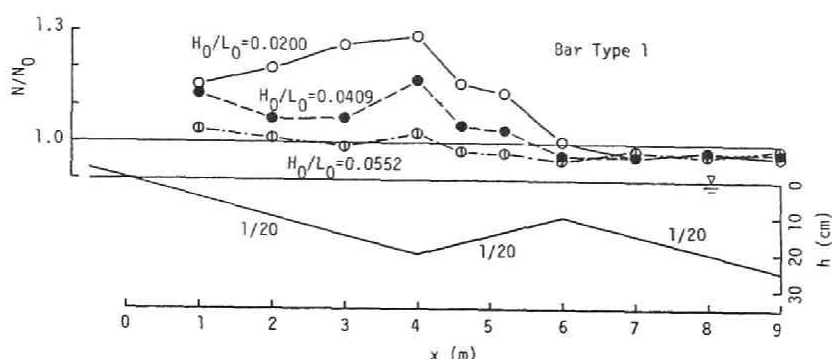
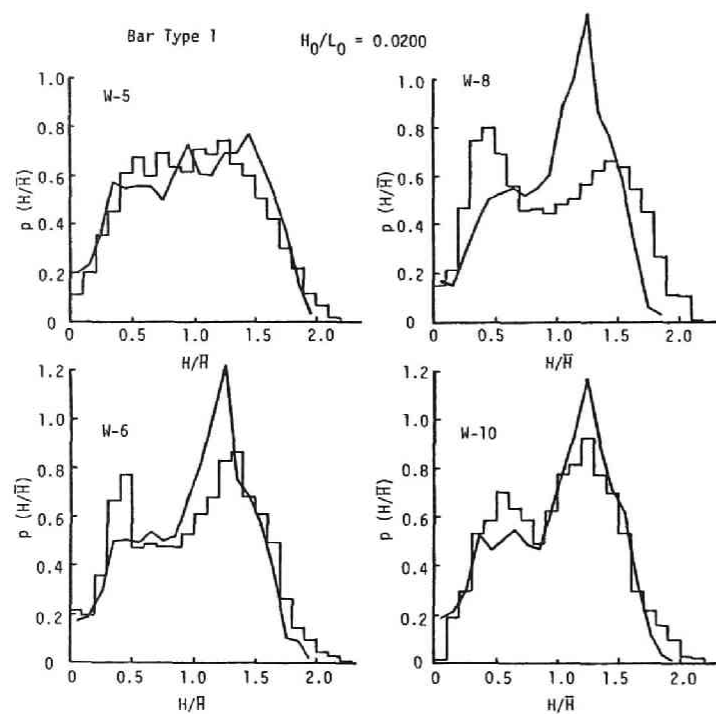


図-2.3.4 浅海域における個々波の数 (Bar Type 1)

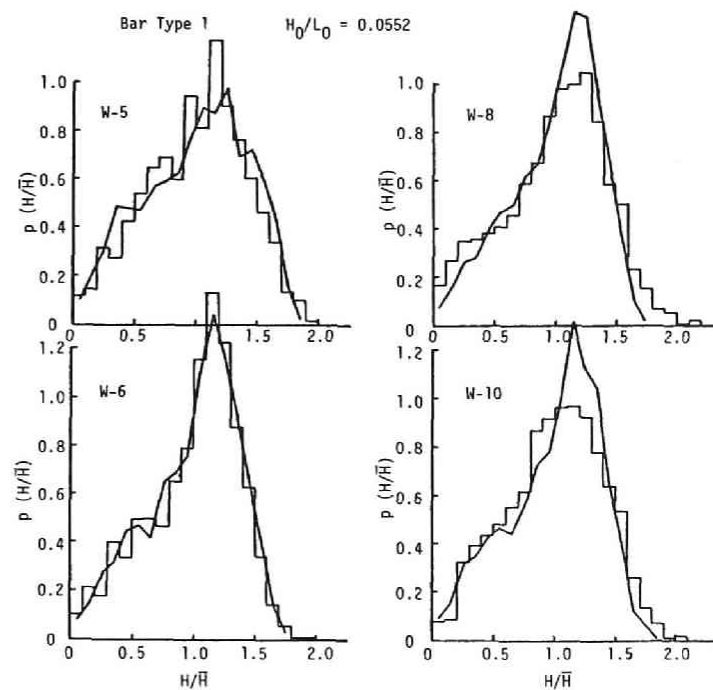
ほとんどの場合、乱れによるエネルギー減衰がおさまって波が再生し、その波が再び浅水変形、碎波、碎波後の波高減衰をする。波の再生といった問題はあまり研究されておらず、単にある地点の波高と水深の比がある値になると再生するという簡単な条件では片付けられない問題であろう。しかし、後述するように、この波の再生条件は今回の計算結果にはあまり影響しないことがわかった。この理由は後に述べる。

図-2.3.2 の実験結果と計算結果を比較すると、平均波高については計算結果の方が実験結果より若干大きくなっているが、一般に良く一致しているのがわかる。計算は、沖から入射する波の数に変化しないという前提のもとでのものである。先に述べたソリトン分裂などによる波の数の変化は考慮していないが、代表波高についての実験結果と計算結果は良く一致している。

図-2.3.5(a) および(b) は、それぞれ 図-2.3.2(a) および(b) の W-5, 6, 8, 10 における波高の頻度分布を示したものである。図中のヒストグラムは実験結果、折線は計算結果である。図-2.3.5(a) の沖波波形勾配の小さい場合の W-6, 8, 10 の実験結果を見ると、佐藤ら³⁾と同様に、二つのピークを持っているのがわかる。Thorntonら⁴⁾は碎波後の波高分布も Rayleigh 分布として取り扱っているが、この実験結果はそうはなっていない。一様勾配の海底地形の場合にも、波をゼロダウクロス法で定義すると、二つのピークを持つ波高分布となるが、このような場合には波高分布の二つのピークのうちの 하나는 H/\bar{H} が非常に小さい所に現われるものであり、本実験結果のように H/\bar{H} が 0.5 付近にピークを持つものとは異なる。図-2.3.5(a) のように波高の頻度分布が二つのピークを持つのはソリトン分裂に関係しているものと思われる。W-8 における波高の頻度分布に関して計算結果と実験結果との対応は悪いが、それ以外は比較的両者の一致は良い。図-2.3.5(b) は沖波波形勾配が大きいケースであり、図-2.3.4 に見られるように個々波の数があまり変化しない場合には、実験および計算による波高の頻度分布は良く一致していることがわかる。



(a)



(b)

図-2.3.5 浅海域における波高の頻度分布

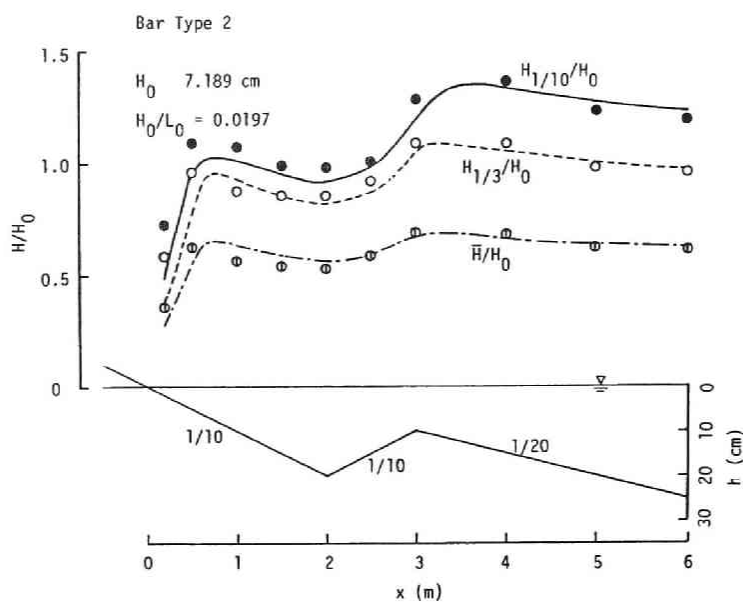
((a) 沖波波形勾配 0.0200 , (b) 0.0552)

図-2.3.6 は Bar Type 2 の海浜における代表波高の変化を示したものである。Bar Type 1 の海底地形の比えてバー頂部より汀線側の海底勾配が $1/10$ と急になっている。図-2.3.6 (a) の沖波波形勾配が 0.0197 の場合には、 $1/10$ 最大波高の計算結果はバーを通過した後実験結果より若干小さくなり、また2次碎波点では小さくなっている。しかし、沖波波形勾配が大きい実験ケースでは、実験結果と計算結果は良く合っている。波高分布について調べたところ、Bar Type 1 の場合と同じように、沖波波形勾配が 0.0197 の場合には、W-6, 8, 10 で波高分布の実験結果は二つのピークを持っており、計算結果とは異なるが、沖波波形勾配が大きくなると両者の一致は良くなる。

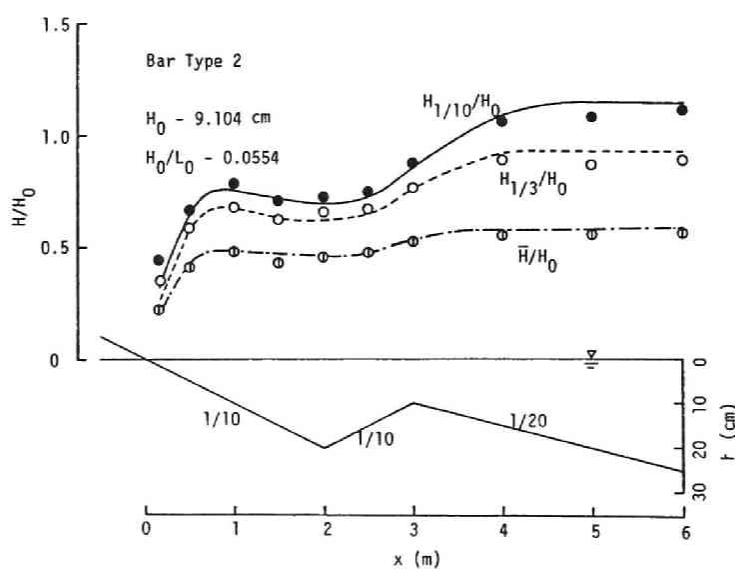
図-2.3.7(a) および (b) は Step Type の海浜における代表波高の変化を示したものである。バー型海浜の場合には実験結果と計算結果の対応は一般に良かったが、ステップ型海浜では必ずしも良いとは言えない。これらの図から、一定水深の領域に入ってから波高変化の傾向が異なっていることがわかる。計算結果では、順勾配地形から一定水深領域に入ってから波高が一旦減少し、その後あまり変化しないのに対し、実験結果の方はほぼ直線的に減少している。

実験を良く観察すると、バー型海浜では順勾配地形から逆勾配地形に進行するときに碎波する波は、その碎波点がバーの頂部の少し汀線よりの地点に集中しているのに対し、ステップ型海浜の場合には、一定水深領域に進行した直後に碎波するものや、一定水深をかなり進行した後に碎波する波もあり、碎波点が広く散らばっていることがわかった。一方、計算においては順勾配と一定水深地形の接続地点で碎波条件を越えた波に対して、その接続地点から波高減衰の計算をするため、実験値との一致が良くないものと思われる。今回用いた碎波限界式では、接続点以前で碎波条件を満たさなければ一定水深の全領域にわたって碎波条件を満たさないの、一定水深領域のある地点で碎波することを表現できない。碎波点をうまく表現できる碎波限界式があって、波高減衰の開始点(碎波点)を実験と計算で合わすことができれば、両者の対応は良くなるものと思われる。

波高計W-5の位置における水深、それより沖側の海底勾配および用いた不規則波の条件が全く同じであるにもかかわらず、W-5付近の碎波状況は、バー型とステップ型海浜ではかなり異なっている。すなわち、碎波限界は波高計W-5より岸側の地形の影響が大きいことがわかる。

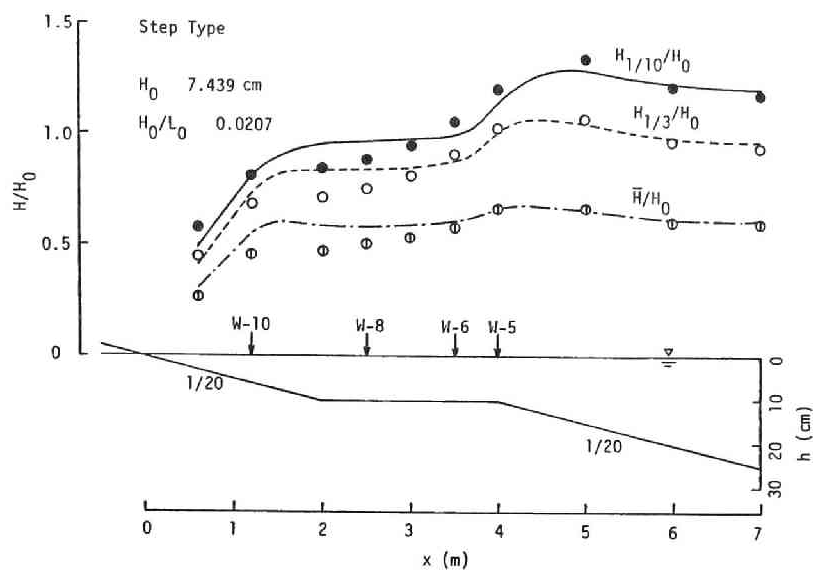


(a)

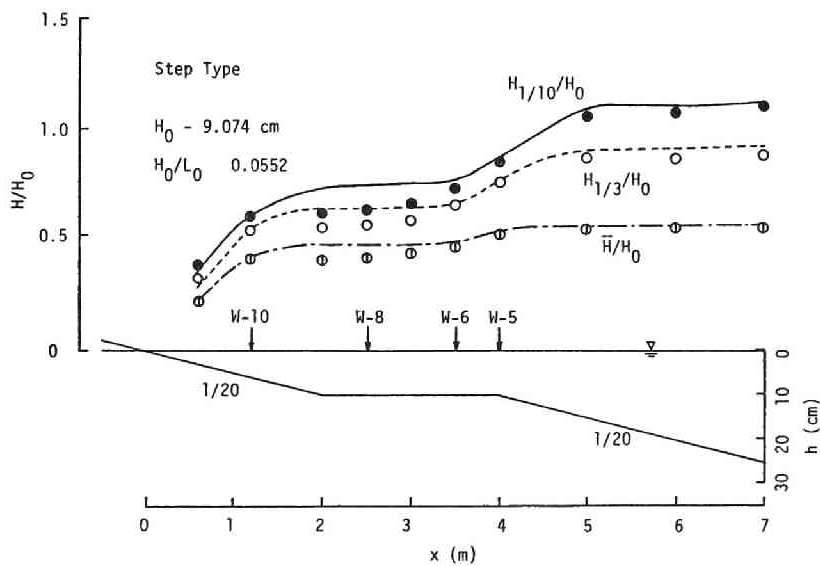


(b)

図-2.3.6 浅海域における 1/10 最大波高，有義波高および平均波高
 (Bar Type 2, (a) 沖波波形勾配 0.0197, (b) 0.0554)



(a)



(b)

図-2.3.7 浅海域における 1/10 最大波高，有義波高および平均波高
(Step Type, (a)沖波波形勾配 0.0207, (b) 0.0552)

最後に計算結果について考察する。計算モデルでは、バー頂部あるいは一定水深が始まる地点における碎波限界式として、式(2.3.2)の係数を0.14と小さくしたものを採用している。これを0.16のままにしておくと、その地点で碎波条件を満たす波が少なくなり、その後の波高変化は浅水変形で支配されるようになる。その結果、バー頂部あるいは一定水深の開始点から汀線にかけての計算結果は実験結果より大きくなり、実験結果の波高減衰を表わすことができないことがわかった。また波の再生条件として $H \leq 0.5d$ を採用しているが、係数0.5を0.8あるいは0.2にした計算結果もあまり変わらなかった。今回用いた bore モデルによるエネルギー逸散率の定式化には、第2章第2節2-1で示したように、水深が大きくなるか、または一定水深で波高が小さくなると β が小さくなるので、 β^3 に比例するエネルギー逸散量が非常に小さくなるという効果が入っている。したがって、波の再生条件を満たすまでにエネルギー逸散率 D は十分小さくなっており、今回の波の再生条件を用いて $D=0$ においてもあまり計算結果に影響しない。本計算モデルでは、不規則波の個々波の波高と周期を入力するので、周期の分布も考慮していることになるが、これらの個々波の周期を有義波周期で代表させて一定周期を用いて計算した結果も、図-2.3.2, 2.3.6 および 2.3.7 の計算結果とほとんど同じであった。これは第2章の一樣勾配海浜の場合と同じである。

4-2 有義波周期の変化

図-2.3.8 は、浅海域における有義波周期を、斜面法先水深での有義波周期で無次元化して示したものである。これらの図から、浅海域においては有義波周期が沖での値に比べて大きくなるのがわかるが、その比は最大で10%程度である。一樣勾配地形の場合も同様であった。ただし、バーの頂部を過ぎた地点や一定水深部で1.0より小さくなることがあるが、これはソリトン分裂によって個々波の数が増加するためである。

平均周期については、沖波波形勾配が小さいほど沖の値に比べて小さくなる。これは図-2.3.4に見られるように沖波波形勾配が小さいほど波の数が増加するためである。

4-3 非線形性パラメーターの変化

図-2.3.9(a), (b)および(c)は、波の非線形性を表わすパラメーターとして skewness と kurtosis について調べたものである。何れの場合も沖から水深が浅くなるにつれて非線形性パラメーターの値が大きくなり、その傾向は沖波波形勾配が小さいほど顕著である。図-2.3.9(a)と(b)のバー型海浜の場合、これらの値が最も大きくなるのは、バー頂部から少し汀線よりの付近であり、この付近で碎波が顕著である。言い換えれば、碎波が顕著な地点で非線形性パラメーターが最も大きくなる。しかし、図-2.3.9(c)のステップ型海浜の場合には一定水深領域でほぼ一定値となり、明確な極大値を持たない。これは4-1で述べたように碎波点が一定水深領域のかかなりの幅に広がっており、バー型海浜のように顕著な碎波点がないことと関係している。バー型海浜の場合には、非線形性パラメーターは極大値を取った後、減少

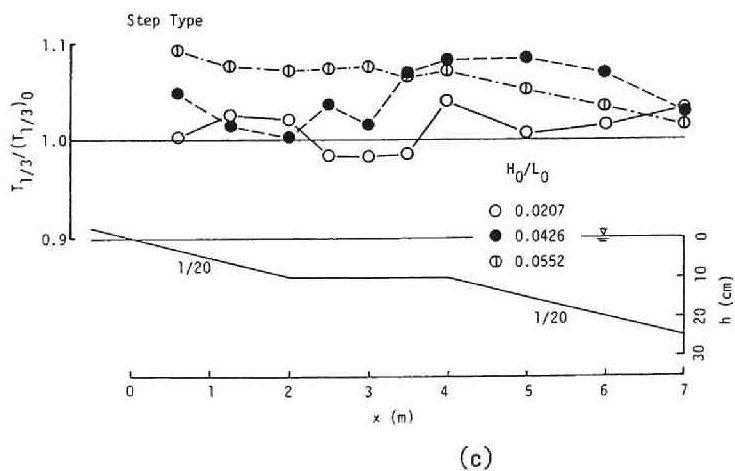
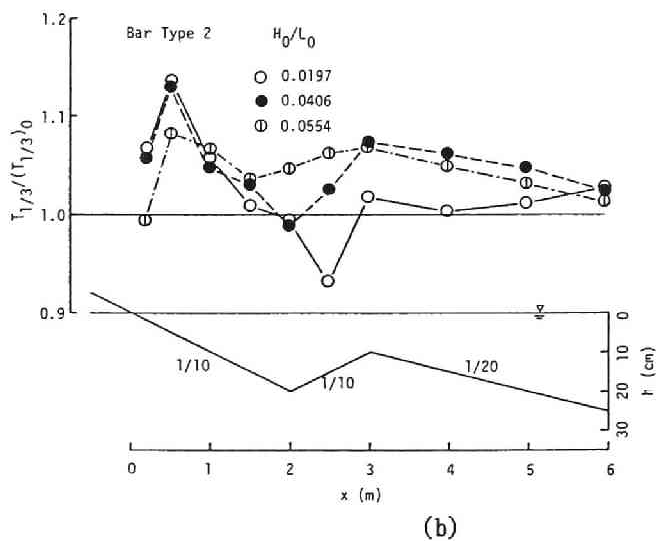
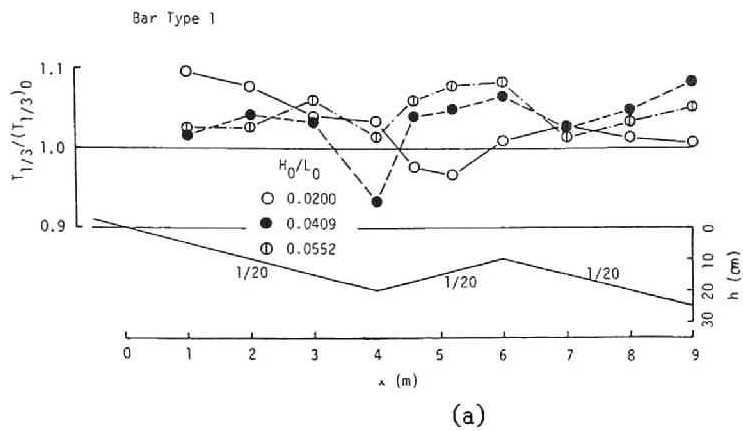
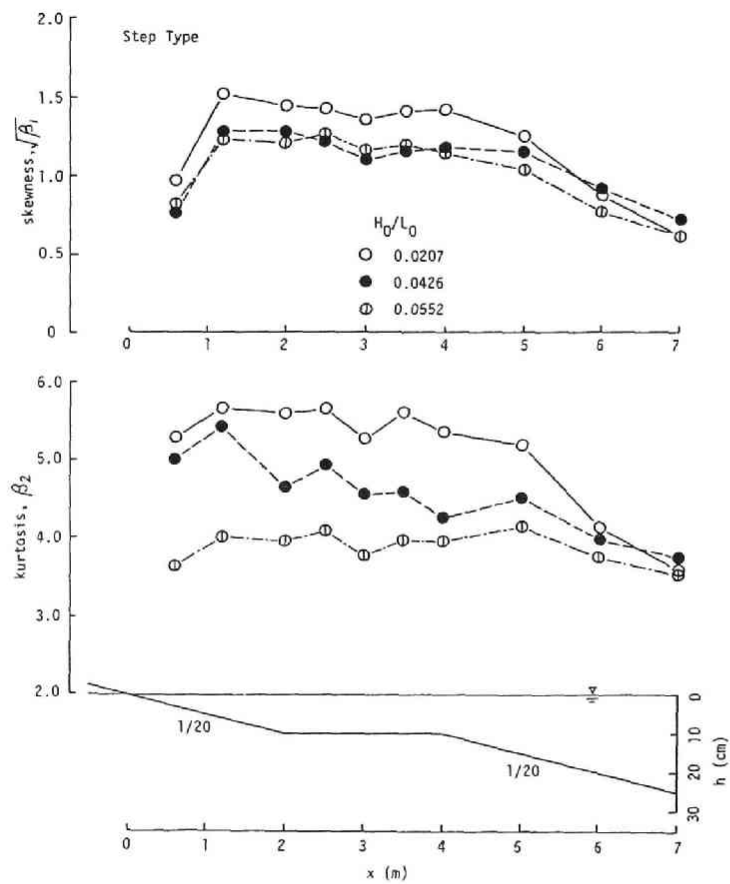


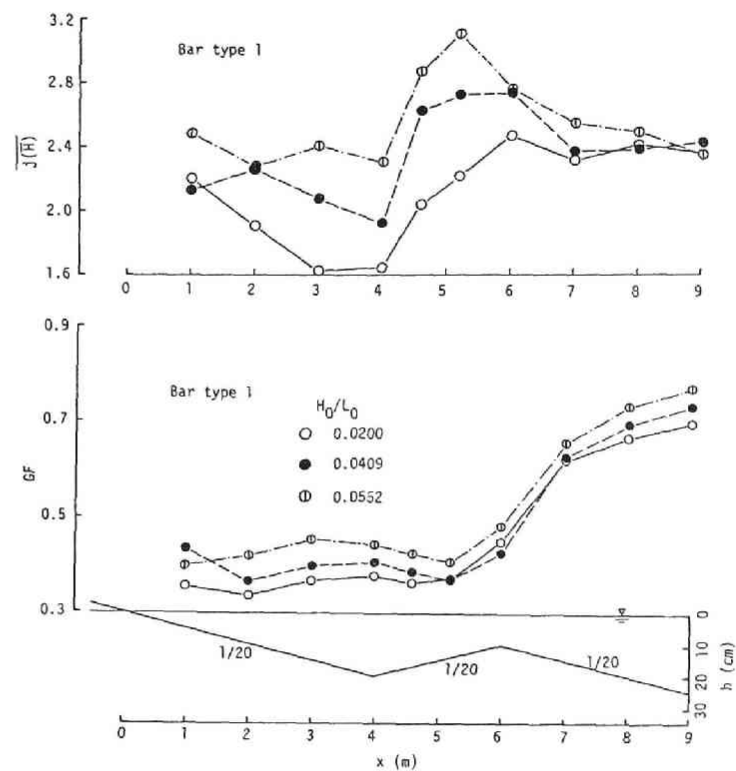
図-2.3.8 浅海域における有義波周期

((a) Bar Type 1, (b) Bar Type 2, (c) Step Type)



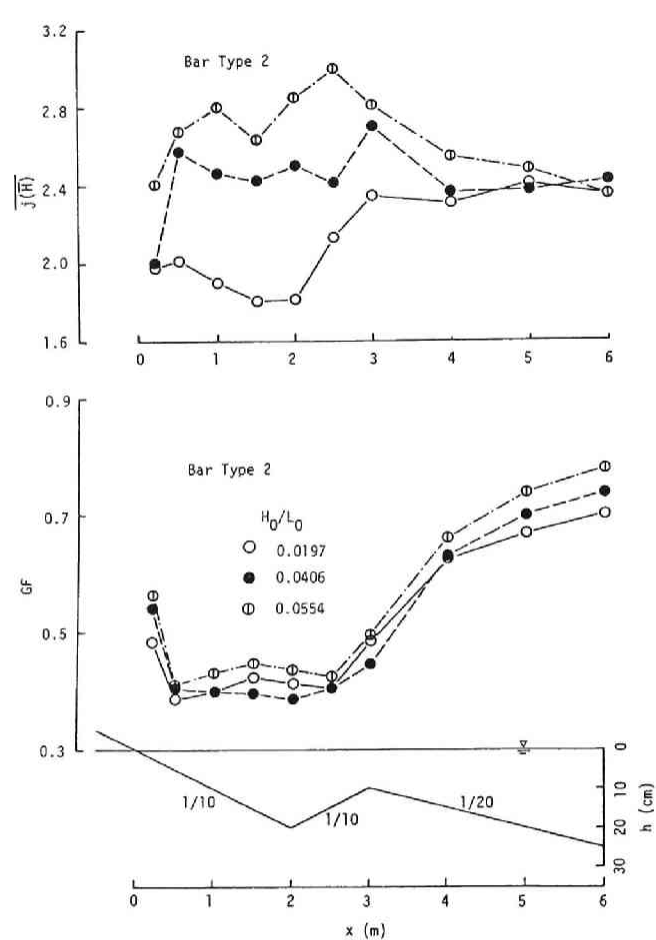
(c)

図-2.3.9 (つづき)

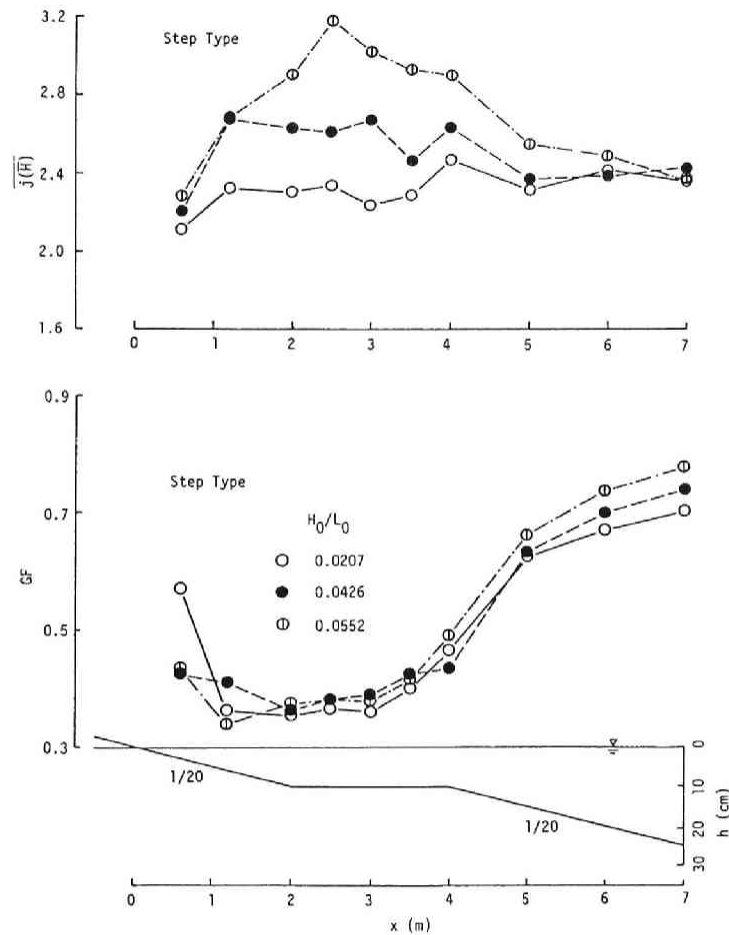


(a)

図-2.3.10 (図の説明は次のページ)



(b)



(c)

図-2.3.10 浅海域における波高の平均連長と Groupiness Factor
((a) Bar Type 1, (b) Bar Type 2, (c) Step Type)

し、2次碎波に伴い再びこれらの値は増加する。

ここに示した非線形性パラメーターの変化から、ステップ型海浜における波の変形は、バー型海浜あるいは一様勾配海浜での波の変形とはかなり異なっていることが推測される。

4-4 波群特性の変化

図-2.3.10(a), (b) および (c) は、波高の平均連長と Groupiness Factor GF の変化を調べたものである。何れの場合も GF は波が碎波するに伴い徐々に小さくなり、その後 0.4 とほぼ一定になる。波高の平均連長は、沖から水深が小さくなるにつれて大きくなる。その傾向は沖波波形勾配が大きいほど顕著である。バー型海浜の場合、バーの頂部から少し汀線のところ、すなわち非線形性パラメーターが極大となるとき、波高の平均連長は極大となる。図-2.3.10(c) のステップ型海浜の場合には、沖波波形勾配が 0.0552 のケースで、一定水深を伝播するにつれ波高の平均連長が一旦大きくなるが、他のケースでは非線形性パラメーターと同様に、一定水深に入ってからほぼ一定値となる。

浅海域における skewness の変化と波高の平均連長の変化傾向は良く似ているが、それらに及ぼす沖波波形勾配の影響は異なっている。

第5節 結 言

本章は、複合断面の海浜における不規則波浪の浅水・碎波変形特性のうち、波の変形の様子、波高変化、有義波周期の変化、非線形性パラメーターおよび波群特性の変化を調べた。また、一様勾配海浜における不規則波の波高変化計算法を拡張して、複合断面海浜に対する波高変化計算法を提案した。主な結果は次の通りである。

(1) バー型海浜では、バー頂部付近で波が碎けやすくなる。波高変化の計算において、バー頂部での碎波条件として一様勾配斜面の場合の碎波限界式を適用する（海底勾配としてバーの沖側の勾配を用いる）と、その地点で碎波条件を満たす波が少なくなり、バー頂部通過後の2次碎波に至るまでの波高変化は主に浅水変形で支配されることとなり、計算結果は実験結果よりも大きくなる。本計算では、バー頂部で碎波限界式の係数を小さくすることにより、便宜的に波が碎けやすくなることを考慮した。計算結果は、波高分布については、実験結果の一部に見られる二山の分布形（ソリトン分裂により波の数の増加が顕著な地点で見られる）とは一致しないが、それ以外ではかなり良く一致する。代表波高の点から見ると、計算結果は実験結果と良く一致し、ここで提案した波高変化計算法はかなり有効であることがわかった。

(2) ステップ型海浜の場合には、一定水深領域に波が進入した直後に碎波する場合や、かなり伝播した後に碎波する場合もあり、碎波点が一定水深領域の広い範囲に散らばっているのがわかった。今回用いた碎波限界式では、一定水深が始まる地点以前で波が碎波条件を満たさなければ、一定水深の全領域にわたって碎波条件を満たさないの、一定水深領域のある地点で

碎波することを表現できない。計算では、順勾配地形と一定水深地形の接続点で碎波条件を満たした場合に、その接続地点から波高減衰の計算をするため、一定水深に入ってから波高は一旦減少し、その後あまり変化しないのに対し、実験結果は碎波点が分散しているために徐々に波高が減少する。バー型海浜では、順勾配地形から逆勾配地形に進行するときに碎波する波は、その碎波点がバー頂部の少し汀線よりの地点に集中しているので、計算においてバー頂部から波高減衰の計算を始めても計算結果と実験結果の一致は良かった。

(3) 今後重要なことは、複合断面海浜における碎波限界式を見出すことである。実験と計算の碎波点のある程度一致させることができれば、ステップ型海浜の場合にも波高変化の実験結果と計算結果はかなり一致するのではないかと考えられる。

(4) 浅海域における有義波周期は、沖での値より一般に大きくなるが、その程度は高々10%である。しかし、沖波波形勾配が小さい場合のソリトン分裂が顕著な地点では、沖での有義波周期より少し小さくなる。

(5) 沖から水深が浅くなるにつれ、非線形性パラメーターや波高の平均連長は大きくなり、碎波が顕著な地点でこれらの値は極大となる。ステップ型海浜の場合、碎波点は一定水深領域に広く分布していることが実験の観察によりわかったが、これは非線形性パラメーターや波高の平均連長の変化傾向からも推測される。すなわち、skewness や波高の平均連長は、バー型海浜の場合にはバー頂部付近で極大値を取るが、ステップ型海浜では一定水深領域でほぼ一定となっている。

参考文献

- 1) Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., pp. 569-587, 1978.
- 2) 水口 優・松田仲次: 現地不規則波浪の浅海変形について, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 134-138, 1980.
- 3) 佐藤道郎・小部直人: バー型海浜における不規則波の碎波変形, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 104-108, 1983.
- 4) Thornton, E.B. and R.T. Guza: Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. C10, pp. 5925-5938, 1983.
- 5) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp. 59-106, 1975.
- 6) 合田良実: 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, pp. 39-49, 1970.
- 7) 水口 優・辻岡和男・堀川清司: 碎波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 155-159, 1978.
- 8) 岩垣雄一・木村 晃: 不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 231-235, 1974.

第4章 現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性

第1節 概 説

前章までは、室内実験によって不規則波浪の浅水・碎波変形特性を調べてきた。実験で用いた不規則波や海底地形は横方向に一様であるという理想化された特別の場合である。現地波浪は方向分布特性を持ち、また波の峰は一様に続いているわけではない。したがって、室内実験のみならず、現地観測によって実際現象を把握する必要がある。しかし、現地観測は多大の費用と手間がかかるわりには、得られるデータの精度は良くないのが通常である。

幸いにも、京都大学波浪観測グループ¹⁾が琵琶湖愛西地区において波浪観測を実施し、精度の良い多量の波浪記録を取得している。この章では、これらの波浪観測資料を用いて、現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性を、前章までの実験結果と比較しながら解析するものである。

これまで提案してきた不規則波の波高変化計算法では、個々波の波高と周期を入力してきたが、これは実際的ではない。第2節では、入力条件として波高の確率分布を与えて不規則波の波高変化を計算する方法を示す。

第3節では、解析する現地波浪観測資料について簡単に述べる。

第4節において、サーフビートの標準偏差、非線形性パラメーターおよび波群特性の変化について調べ、また代表波高の変化については実測結果と計算結果の比較を行う。

第5節は、本章の結果を整理し、結びとする。

第2節 波高変化の計算方法

第2章および第3章の波高変化計算法では個々波の波高と周期を入力した。しかし、周期の分布はあまり重要ではなく、有義波周期で代用しても計算結果はあまり変わらないことがわかった。このことは、波の不規則性として波高の分布のみを考慮すればよいことを意味している。

波高の確率分布はほぼ Rayleigh 分布に従うということが知られている。琵琶湖に発生する風波の波高分布も Rayleigh 分布に従うようである¹⁾。しかし、詳細に調べると、Rayleigh 分布とは若干相違する場合があることがわかる。山口・土屋²⁾によると、波高と周期の相関係数 ρ の値が大きいほど、波高分布に Weibull 分布をあてはめた時の形状母数 m は2より小さくなっており (Rayleigh分布であれば2となる)、波高分布は Rayleigh 分布より平坦な分布形となることが示された。第3編第2章では、Groupiness Factor が大きいほど形状母数 m が直線的に小さくなることを示す。

この節では、波高の確率分布として次式の Rayleigh 分布と、沖波波形勾配 H_0/L_0 を与えて（沖波有義波周期を与えることになる）、不規則波の波高変化を計算する。

$$p(h) = 2\alpha^2 h \exp(-\alpha^2 h^2) \quad (2.4.1a)$$

$$h = H/H_0, \quad \alpha = 1.416 \quad (2.4.1b)$$

ここで、 H_0 は沖波有義波高である。無次元波高 h が 0 から 4 までの範囲を 400 等分し、それぞれの区間の代表値 (h_i , $i=1,400$) とその出現率 (p_i , $i=1,400$) を決定する。 h_i に H_0/L_0 をかければ、代表値 h_i の沖波波形勾配 H_i/L_0 が得られることになり、沖波有義波の波形勾配 H_0/L_0 を与えることは、間接的に $\sqrt{2\pi L_0/g}$ なる有義波周期を与えることになっている。これらを個々波とみなし、第2章あるいは第3章に示した波高変化計算を行い、それぞれの出現率を重みとして計算結果に掛け合わせ、不規則波の波高変化を計算する。

第3節 解析に用いる波浪観測資料

本章で解析に用いた波浪観測資料は、彦根愛西地区における波浪記録¹⁾であり、11 台の波高計群のうちの設置水深が 4.0m の N-9、2.0m の N-2 および 1.0m の N-1 の波高計により計測された1975年10月 5日11時27分から5時間、10月 5日18時00分から5時間、10月 5日23時00分から5時間、12月16日18時30分から5時間の四つの連続記録、その他観測時間が 20 分以上の波浪記録を用いた。これらの記録はサンプリング間隔 0.04 秒あるいは 0.05 秒で A-D 変換され、磁気テープにファイルされている。解析に当たっては、観測記録を20分ごとに分割し、その間の波浪は定常であるとして取り扱った。

波高計 N-9、N-2 および N-1 を結ぶ線は汀線にほぼ直角であり、海底勾配は約 1/50 となっている。波浪記録が得られた際の風向きは、N から NW であった。NW の方向は汀線にほぼ直角である。また、琵琶湖愛西地区の水深 4.0m 以浅では、等深線は汀線にほぼ平行であるので、波浪はあまり屈折せずに、一次元的な浅水碎波変形が観測されたのではないかと考えられる。

山口・土屋²⁾は、浅海における琵琶湖の波浪の統計的特性の変形を調べる際に、種々の要因をすべて含んだまま解析している。第2章および第3章の実験結果によれば、水深の減少に伴う波の特性の変化には、沖波波形勾配の影響が少なからずあることがわかった。ここでは、設置水深が 4.0m の波高計 N-9 の有義波を用いて算定した沖波波形勾配が 0.04 から 0.05 のケースを取り出して解析した。この場合、沖波有義波高 H_0 は一定ではないので、波浪観測水深 h が 4m, 2m, 1m と3箇所に限られていても、水深波高比 h/H_0 は幅広い値を取る。

第4節 風波の浅水・碎波変形特性

4-1 サーフビートの標準偏差

図-2.4.1 は、スペクトルのピーク周波数の 0.5 倍以下の面積をルートして求めたサーフビートの標準偏差を、沖波有義波高で無次元化してプロットしたものである。図中の直線は、合田³⁾によって提案された経験式である(第2章式(2.2.20)参照)。この図より、水深が浅いほど無次元化したサーフビートの標準偏差は大きくなること、沖波波形勾配が大きいほど小さくなること、また合田の式ではほぼ近似されることがわかる。

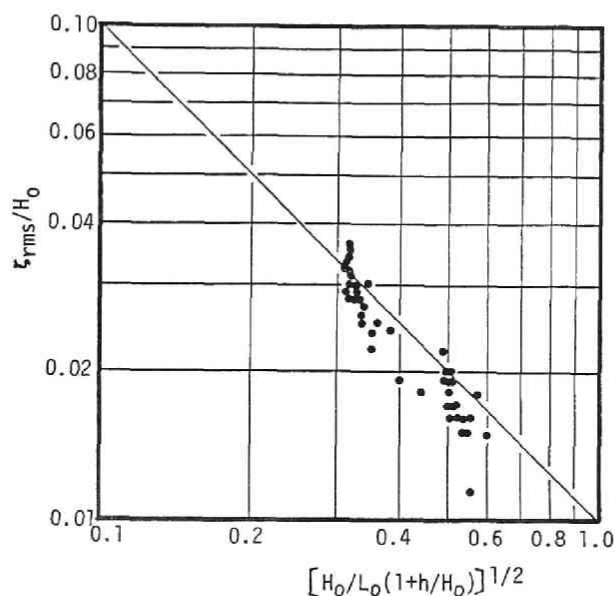


図-2.4.1 サーフビートの標準偏差

4-2 代表波高の変化

図-2.4.2 は、水深の減少に伴う 1/10 最大波高(図中●印で示す)、有義波高(○印)および平均波高(●印)の変化を示したものである。横軸の水深、縦軸の波高とも沖波有義波高で無次元化してある。図中の実線は沖波波形勾配が 0.04、破線は 0.05 の場合の計算結果である。平均波高の変化に関しては実測結果と計算結果は良く一致しているが、有義波高については、水深波高比が 1.5 付近で、実測値の方が若干大きくなっている。1/10 最大波高については、実測結果自体ばらつき、水深波高比が 2.0 から 3.0 では、実測値は計算値よりも小さく、水深波高比が 1.5 付近では逆に実測値の方が大きくなっているが、両者の対応は良いことがわかる。水深波高比が 1.0 以下のデータがなく、両者の比較ができないのが惜しま

れる。

波の方向分散性、屈折、風、海浜流など、観測された現地波浪は水深変化によるもの以外の要因の影響を受けていることを考えれば、ここで示した波高変化の実測値と計算値は良く合っていると言えよう。

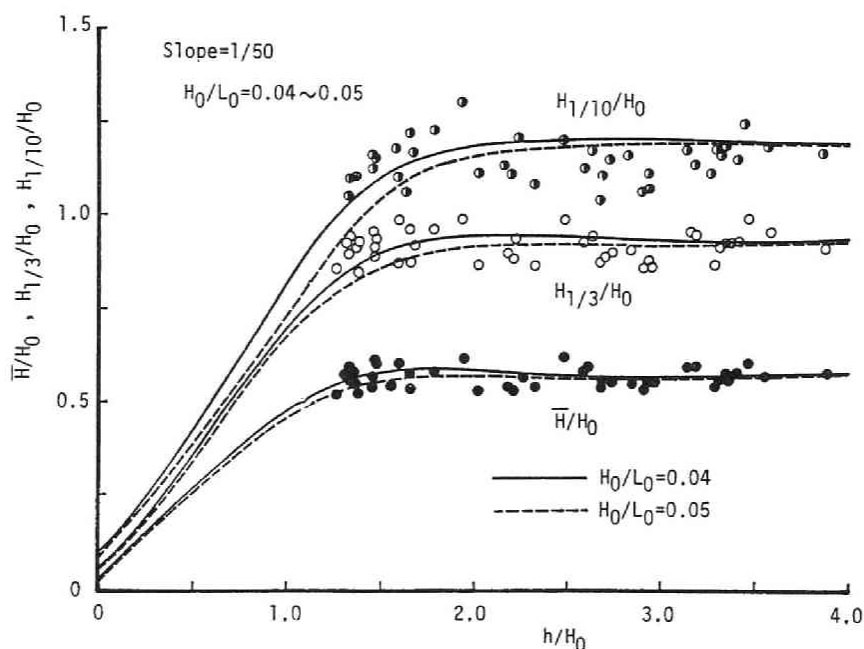


図-2.4.2 浅海域における 1/10 最大波高，有義波高
および平均波高（曲線は計算結果）

4-3 非線形性パラメーターの変化

図-2.4.3 は skewness と kurtosis の水深減少に伴う変化を示したものである。図中の実線は、海底勾配が 1/30 で沖波波形勾配が約 0.04 と 0.05 の実験結果をもとに描いたものであり、破線は実測結果の傾向を表わすように目測で引いたものである。これらの図より、水深の減少に伴って、skewness や kurtosis がともに大きくなる変化は実験結果のそれと同じである。現地の海底勾配が約 1/50 であるが、横軸を水深波高比で整理すると、海底勾配が 1/30 の実験結果と同じになるのは興味深い。

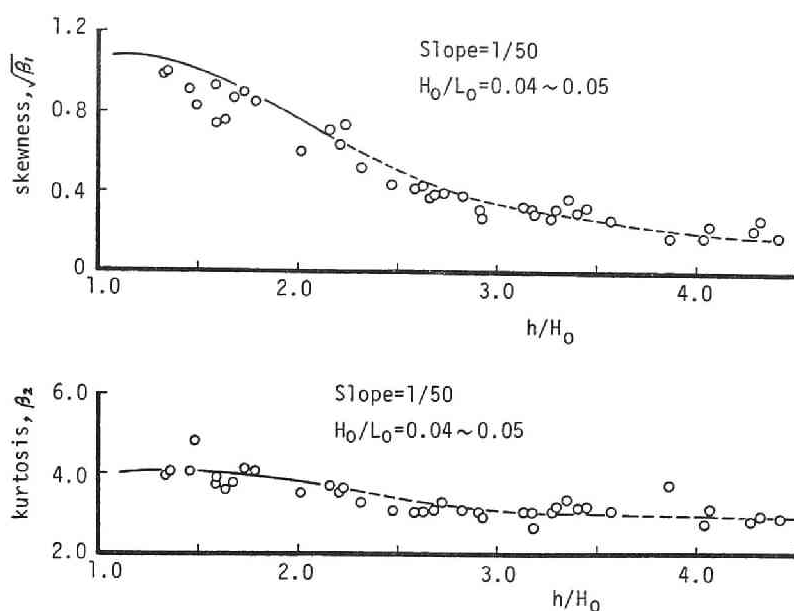


図-2.4.3 浅海域における skewness と kurtosis

4-4 波群特性の変化

図-2.4.4 は、波高の平均連長、高波の平均繰返し長さおよび Groupiness Factor の水深の減少に伴う変化を示している。図中の実線は、図-2.4.3 と同様に、海底勾配が 1/30 で沖波波形勾配が約 0.04 と 0.05 の実験結果をもとに引いたものであり、破線は目測で引いたものである。これらの図から、波高の平均連長は水深の減少につれて大きくなっていく。高波の平均繰返し長さについても同様である。これらの値の変化は実験結果のそれとほぼ同じである。Groupiness Factor は水深の減少とともに小さくなっていくが、これも実験結果とほぼ同じになっている。波群特性についても、海底勾配が 1/50 でも 1/30 でもその変化は同じである。

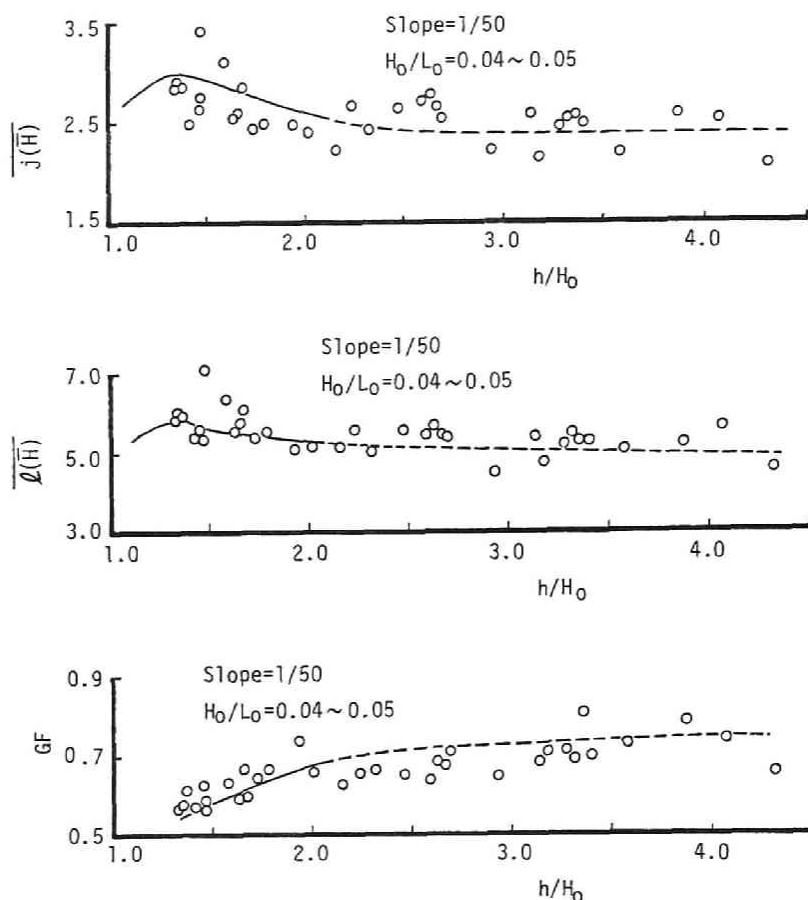


図-2.4.4 浅海域における波高の平均連長、高波の平均繰返し長さおよび Groupiness Factor

第5節 結 言

本章は、現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性を、第3章の実験結果と比較しながら考察した。また、代表波高の変化については実測結果と計算結果の比較を行った。

第2節では、個々波の波高と周期を入力するかわりに、波高の確率分布と沖波波形勾配を与えて波高変化を計算する方法を示した。

第3節では、解析に用いた波浪観測資料について説明した。波浪が観測された付近の等深線は汀線にほぼ平行であり、また波浪の浅海変形観測用の各波高計を結ぶ線および風向きは汀線に直角に近く、そのため屈折の影響の少ないほぼ一次元的な浅水・碎波変形が観測されたのではないと思われる。なお、海底勾配は約 $1/50$ である。

第4節で観測結果を示し、またその特性を考察した。主な結果は次のとおりである。

(1) 沖波有義波高で無次元化したサーフビートの標準偏差は、合田の式で概ね近似できる。

(2) 1/10最大波高、有義波高および平均波高の観測結果と計算結果はほぼ一致する。

(3) 非線形性パラメーターおよび波群特性の変化は、海底勾配が 1/30 の沖波波形勾配がほぼ等しい実験結果とほぼ同じである。海底勾配が 1/30 より小さいと、非線形性パラメーターや波群特性の変化に及ぼす海底勾配の影響は少ないことがわかった。

参考文献

- 1) 岩垣雄一・土屋義人・酒井哲郎・山口正隆・芝野照夫・木村 晃・安田考志・芹沢重厚：琵琶湖における波浪観測について，京都大学防災研究所年報，第19号B， pp.361-379，1976.
- 2) 山口正隆・土屋義人：浅海における波浪の統計的特性の変形，愛媛大学紀要第 III部（工学），第 9巻，第 3号，pp.299-321，1980.
- 3) 合田良実：浅海域における波浪の碎波変形，港湾技術研究所報告，第14巻，第 3号， pp.59-105，1975.

第 3 編

不規則波浪の遡上 特性に関する研究

第 1 章 序 論

海浜における風波の遡上波は、swash zone の海浜地形を変化させる主要な外力である。遡上の最高到達点は、岸沖漂砂や沿岸漂砂の陸側の境界となる。近年、海浜は海水浴をはじめとする各種レクリエーションの場としての役割や、天然の消波構造物としての役割などが認識され、また自然の環境的価値を保全しようとする社会的要求が強まってきたこともあり、自然海浜の保全、人工海浜の造成が行われるようになってきた。人工養浜工の規模決定に当り、波の遡上高を知ることは重要である。また、急斜面上への波の遡上高（打ち上げ高）は、海岸堤防や護岸の天端高さを決定するうえで、考慮しなければならない不可欠の要因である。

斜面上への波の遡上については、孤立波や規則波を対象として、理論的および実験的研究が数多く行われてきた。理論的研究には、Stoker¹⁾、Carrier-Greenspan²⁾、Shen-Meyer³⁾、Freeman-Méhauté⁴⁾ のものが挙げられる。岩垣・井上・大堀⁵⁾ は、孤立波の遡上機構を Freeman らの理論に基づいて考察するとともに、規則波の遡上についても検討した。その結果、斜面勾配が 1/5 より急な場合には、孤立波、規則波のどちらの場合でも、波の先端の特性曲線だけで遡上機構がかなり説明できることを示した。斜面勾配が緩い場合、孤立波については、Freeman らの第 3 次近似解を改良すれば遡上機構を説明できることを示した。

先に遡上した波の戻り流れと引き続く遡上波が互いに干渉するような場合、あるいは断面形状が複雑な場合には、理論的に波の遡上を解析することは難しい。そのため実験的研究が数多く行われている（例えば、Hunt⁶⁾、Saville⁷⁾、Savage⁸⁾）。そして、種々の遡上高算定式や算定図が提案されている。

不規則波の遡上特性を調べた研究には、Carstens-Torum-Traetteberg⁹⁾、Van Ooschot-d'Angremont¹⁰⁾、Webber-Bullock¹¹⁾、Sutherland-Sharma-Shemdin¹²⁾、Kamphuis-Mohamed¹³⁾、Ahrens¹⁴⁾、岩田・榎木・信田¹⁵⁾、木村・瀬山・若狭¹⁶⁾、間瀬・土居・岩垣¹⁷⁾ のものが挙げられる。現地海浜における遡上は、Waddell¹⁸⁾、Huntly-Guza¹⁹⁾、Guza-Thornton²⁰⁾ によって、主にスペクトルの面から調べられている。

Saville²¹⁾、Battjes²²⁾ および榎木・岩田・森野²³⁾ は、不規則波の個々波の遡上高は波高と周期が等しい規則波のそれに等しいと仮定し、また波高・周期の結合確率密度関数を用い、規則波の遡上高にその出現率を掛け合わせて、不規則波の遡上高分布を計算する方法を示した。用いる遡上高の算定式や波高・周期の確率密度関数はそれぞれ異なっている。これらの方法は、入射波と遡上波の一対一の対応を仮定するものである。

波の遡上高は、これまで主に、海岸堤防や護岸の天端高を決めるための基礎資料として調べられてきた。従来の海岸堤防の法面勾配は急なものがほとんどで、そのため急勾配斜面に対する不規則波の遡上高の実験は多い⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾¹³⁾。急勾配斜面前面の砂は暴風時に失われやすい

こと、また、海岸の景観や利用が悪くなることなどから、最近では緩勾配の堤防が推奨されるようになってきた。しかし、緩勾配の堤防、あるいは、自然海浜の前浜勾配に近い緩勾配斜面に対する不規則波浪の遡上特性に関する研究は少ない¹²⁾¹⁵⁾¹⁶⁾¹⁷⁾。緩勾配斜面になると、遡上波は前波の戻り流れのために遡上高が小さくなったり、また、後続の遡上波に吸収されるようになる。

本編は、緩勾配斜面上の不規則波浪の遡上特性を、主として実験的に調べるものである。現在のところ、不規則波を用いる水理実験では、① Neumann型スペクトル、② Bretschneider-光易型スペクトル、③ Pierson-Moskowitz型スペクトル、④観測された現地波浪スペクトル、といったある種のスペクトルをシミュレートした波が使われる。しかし、スペクトル形が同じであっても、波群特性が異なる場合がある。この波群特性を従来見逃してきたことが、設計波に対して安全であるはずの海岸・港湾構造物が被災する原因の一つとなっていることも考えられる。さきに、波の戻り流れが遡上高に影響することを述べたが、入射波の波群特性が異なれば、戻り流れの時系列も異なってくるので、同じスペクトル形を持った不規則波でも遡上特性が異なる可能性がある。

本編第2章では、水理実験に用いる不規則波、すなわち、エネルギー・スペクトルは同じでも、波群特性が異なる不規則波をシミュレートする方法を示す。従来は波のスペクトルだけを再現することを目指したが、本シミュレーション手法はスペクトル形のみならず、SIWEH も再現させようとするものである。この新しいシミュレーション法で得られる不規則波の統計的性質を調べるとともに、現地波浪の解析結果と合わせて波浪の統計的性質を考察する。

不規則波の遡上特性を調べる方法としては、通常の不規則波の取り扱い法と同様に、大きく分けて波別解析法とスペクトル解析法がある。海岸構造物の天端高を決定するといった工学的見地からは、主として波別解析法が用いられる。第3章では、波別解析法に基づいて遡上特性を解析する。そして、緩勾配斜面に対する不規則波の遡上高算定式を提案する。また、この章では、遡上特性に及ぼす波群特性の影響の有無を明らかにする。

スペクトル解析法は、入射波と遡上波の動的相互関係、あるいは遡上波それ自体のスペクトルの特徴を調べるために用いられる。第4章では、高周波数領域でのエネルギーの飽和現象の有無とスペクトルの平衡勾配、低周波数領域におけるエネルギー密度の変化、スペクトルに及ぼす海底勾配の影響について調べる。また、遡上波のスペクトル特性を、従来の考察とは異なる新しい観点から議論する。

参考文献

- 1) Stoker, J.J.: Water waves, Interscience Pub. Inc., New York, pp.351-374, 1957.
- 2) Carrier, G.F. and H.P. Greenspan: Water waves of finite amplitude on a sloping beach, Jour. Fluid Mech., Vol.4, pp.330-334, 1958.
- 3) Shen, M.C. and R.E. Meyer: Climb of a bore on a beach. Part 3. Run-up, Jour. Fluid Mech., Vol.16, pp.113-125, 1963.
- 4) Freeman, J.C. and B.L. Méhauté: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol.90, No.HY2, pp.187-216, 1964.
- 5) 岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一: のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究, 第13回海岸工学講演会講演集, pp.198-205, 1966.
- 6) Hunt, I.A.: Design of seawalls and breakwaters, Proc. ASCE, Vol.85, No.WW3, pp.123-152, 1959.
- 7) Saville, T. Jr.: Wave run-up on composite slopes, Proc.6th Coastal Eng. Conf., pp.139-150, 1958.
- 8) Savage, R.P.: Laboratory data on wave run-up on roughened and permeable slopes, Trans. ASCE, Vol.124, pp.852-870, 1959.
- 9) Carstens, T., A. Torum and A. Traetteberg: The stability of rubble mound breakwaters against irregular waves, Proc.10th Coastal Eng. Conf., pp.958-971, 1966.
- 10) Van Oorschot, J.H. and K.d'Angremond: The effect of wave energy spectra on wave run-up, Proc.11th Coastal Eng. Conf., pp.888-900, 1968.
- 11) Webber, N.B. and G.N. Bullock: A model study of the distribution of run-up of wind-generated waves on sloping sea wall, Proc.11th Coastal Eng. Conf., pp.870-887, 1968.
- 12) Sutherland, A.J., J.N. Sharma and O.H. Shemdin: Wave run-up on a simulated beach, Proc.15th Coastal Eng. Conf., pp.752-766, 1976.
- 13) Kamphuis, J.W. and N. Mohamed: Runup of irregular waves on plane smooth slope, Proc. ASCE, Vol.104, No.WW2, pp.135-146, 1978.
- 14) Ahrens, J.P.: Irregular wave run-up, Proc.16th Coastal Eng. Conf., pp.998-1020, 1978.
- 15) 岩田好一朗・榎木 亨・信田 亘: 緩斜面上における不規則波の遡上高さとお上周期, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.330-334, 1981.
- 16) 木村 晃・瀬山 明・若狭 聡: 波のうちあげ高におよぼす流れの効果, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.380-384, 1982.

- 17) 間瀬 肇・土居宏行・岩垣雄一： 不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp.114-118，1983.
- 18) Waddell, E.: 自然海浜における打上げ波の特性に関する現地観測，第20回海岸工学講演会論文集，pp.545-551，1968.
- 19) Huntly, D.A., R.T. Guza and A.J. Bowen: A universal form for shoreline run-up spectra, Jour. Geophys. Res. Vol.82, No.18, pp.2577-2581, 1977.
- 20) Guza, R.T. and E.B. Thornton: Swash oscillation on a natural beach, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.483-491, 1982.
- 21) Saville, T. Jr.: An approximation of the wave run-up frequency distribution, Proc.8th Coastal Eng. Conf., pp.48-59, 1962.
- 22) Battjes, J.A.: Run-up distribution of waves breaking on slopes, Proc. ASCE, Vol.9, No.WW1, pp.91-113, 1971.
- 23) 榎木 亨・岩田好一朗・森野彰夫：緩斜面上への波の遡上特性について，第23回海岸工学講演会論文集，pp.164-169，1976.

第2章 波群を考慮した不規則波の シミュレーション

第1節 概 説

現在、不規則波を発生させて水理実験を行う場合には、ある種のスペクトル形をシミュレートした不規則波を用いている。しかし、スペクトル形が同じであっても、波がどの程度群をなしているかという wave grouping は必ずしも同じではない。波の波群特性については、従来あまり注目されないで、見逃されがちな要因であったが、最近では、これが設計波に対して安全であるはずの海岸・海洋構造物が被災する原因の一つではないかと考えられるようになってきた。合田¹⁾は、波の wave grouping は捨石防波堤の法面崩壊、海洋構造物の長周期動揺、サーフビートのメカニズム、越波といった海岸工学上の問題に重要であることを指摘している。ポルトガルのシネス港の傾斜式防波堤の異型ブロックの崩壊(1978)も、wave grouping が一つの原因であると言われている²⁾。

異なった波群特性を持つ不規則波をシミュレートするには、単にスペクトル形を変えるだけでもよいわけであるが、風波のスペクトルはある程度普遍的な形を持っていることがわかっているため、同じスペクトル形で異なった波群特性を持つような不規則波を作る必要がある。現地波浪の波高の平均連長 $\overline{j(H)}$ をスペクトルの尖鋭度パラメーター Q_p で整理すると、 Q_p が同じでも $\overline{j(H)}$ が大きくばらつく¹⁾が、この理由として、統計的変動の他に、スペクトル形が同じ(すなわち Q_p が同じ)であっても、波群特性が異なっていることが挙げられる。

本章は、今後、海岸・海洋構造物の耐波性に及ぼす波群の影響を検討するために、スペクトル形は同じでも、波群特性が異なる不規則波のシミュレーション手法を、Funke-Mansard³⁾の研究に基づいて確立しようとするものである。また、このシミュレーション法で得られる波の統計的特性を調べようとするものである。本章の構成は次のようである。

第2節では、不規則波の数値シミュレーション手法を示す。この手法は、波をシミュレートする際に、制約条件としてスペクトルと SIWEH を与えるもので、これまでのシミュレーション法に比べ、制約条件が一つ多くなっている。

第3節では、本数値シミュレーションによって得られる発生波の統計的特性を、現地波浪のそれと比較しながら検討する。数値シミュレーションに当って、制約条件を一つ増やしているため、波の特性にはこれまでとは異なった特徴が見られるが、これは現地波浪においても見出されるものであることを示す。従来の現地観測結果から、波高の確率分布を詳細に調べると、Rayleigh分布とは若干異なることがわかっているが、波高分布は Groupiness Factor と密接な関係にあることを明らかにする。

第4節では、造波板を駆動させるための造波信号の作成方法について説明した後、実際に波を造波し、期待通りの特性が再現できるかどうかについて調べる。

第5節は、本章の結果を整理して結びとする。

第2節 数値シミュレーション手法

この手法は、波のエネルギースペクトルと波の連なり状態を表わす SIWEH を与え、SIWEH があるレベル以上（すなわち高波の連なっている領域）では、波は主にスペクトルのピーク周波数 f_p で振動し、それ以外では f_p より大きな周波数で振動するように不規則波をシミュレートするものである。

SIWEH はすでに第1編第2章で示したが、次式で表わされる。

$$E(t) = \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \quad (3.2.1a)$$

$$Q(\tau) = \begin{cases} 1-|\tau|/T_p & |\tau| < T_p \\ 0 & |\tau| \geq T_p \end{cases} \quad (3.2.1b)$$

ここで、 T_p はスペクトルのピーク周期、 $\eta(t)$ は水位変動、 τ はタイムラグである。この SIWEH は、スペクトル $S(f)$ (one-sideで定義) と次式に示す関係がある。

$$\bar{E} = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} E(t) dt = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (3.2.2)$$

ただし、 T_n は記録時間である。

不規則波のシミュレーションを行うに当り、長さの次元を水位変動の標準偏差 σ で、時間の次元をスペクトルのピーク周期 T_p で無次元化しておく。式(3.2.2)を離散化した形で表わすと、次式のようになる。

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E(t_i) = \sum_{m=1}^{N/2+1} S(f_m) \Delta f = 1 \quad (3.2.3a)$$

$$t_i = (i-1)\Delta t, \quad f_m = (m-1)\Delta f \quad (3.2.3b)$$

$$N = T_n/\Delta t, \quad \Delta f = 1/(N\Delta t) \quad (3.2.3c)$$

ここで、 Δt は無次元サンプリング間隔である。

以下、不規則波のシミュレーション法を順を追って述べる。

- ① 再現したいスペクトル $S(m)$ ($m = 1, N/2 + 1$) と SIWEH $E(i)$ ($i = 1, N$) を与える。
- ② エネルギースペクトル $S(m)$ を振幅スペクトル $A(m)$ に変換する。

$$A(m) = \sqrt{2S(f)\Delta f}/2, \quad m = 1, N/2 + 1 \quad (3.2.4a)$$

$$A(m) = A(N - m + 2), \quad m = N/2 + 2, N \quad (3.2.4b)$$

第2式は FFT の折曲げ関係を用いている。

③ 高波が連なっている領域では、スペクトルのピーク周波数 f_p で振動し、それ以外では f_p より大きな周波数で振動するようにする。まず、振幅が1である次式の正弦波を導入する。

$$x(i) = \sin \{2\pi f_p (i-1)\Delta t + \theta(i)\}, \quad i = 1, N \quad (3.2.5)$$

式(3.2.5)において、 $\theta(i)$ を高波領域では一定値となるようにし、SIWEH が高波領域から出て徐々に小さくなる場合には、隣り合う $\theta(i)$ の差が徐々に大きくなるようにすればよい。

このような $\theta(i)$ は、Funke-Mansard³⁾の方法と異なり、以下のようにする。

まず、SIWEH が $\bar{E}/2$ 以上を高波領域とし、次の $U(i)$ を定義する。

$$U(i) = \{E(i)/B\}^2, \quad i = 1, N \quad (3.2.6a)$$

$$B = E(i), \quad E(i) \geq \bar{E}/2 \quad (3.2.6b)$$

$$B = \bar{E}/2, \quad E(i) < \bar{E}/2 \quad (3.2.6c)$$

したがって、高波領域では $U(i)=1$ となり、それ以外では1未満となる。

次に、ピーク周波数からのずれ $F(i)$ を次式のようにする。

$$F(i) = 5f_p \{1 - U(i)\} \quad (3.2.7)$$

最後に、 $F(i)$ を用いて $\theta(i)$ を次式のように決定する。

$$\theta(1) = 0 \quad (3.2.8a)$$

$$\theta(i) = \theta(i-1) + 2\pi\Delta t F(i), \quad i = 2, N \quad (3.2.8b)$$

式(3.2.7) から高波領域では $F(i)=0$ なので、 $\theta(i)$ は一定値となり、 $x(i)$ は f_p で振動する。SIWEH が小さくなる場合には、式(3.2.7) と式(3.2.8) から隣り合う $\theta(i)$ の差が大きくなるようになっている。また、SIWEH が 時刻 $(i-1)\Delta t$ から0となっている場合は、時刻 $(j-1)\Delta t$ で $x(j)$ は次のように表わされる。

$$x(j) = \sin \{2\pi(6f_p)(j-1)\Delta t + \theta(i-1) - 2\pi(5f_p)(i-2)\Delta t\} \quad (3.2.9)$$

これは周波数 $6f_p$ で振動していることを示している。すなわち、式(3.2.7) の係数を変えることによって最大周波数を変えることができる。

④ 水位変動の第1次近似 $y_1(i)$ を次式により計算する。

$$y_1(i) = \sqrt{E(i)}x(i), \quad i = 1, N \quad (3.2.10)$$

⑤ $y_1(i)$ のフーリエ変換を行い、振幅スペクトル $A_1(m)$ と位相スペクトル $\phi_1(m)$ を求める。

⑥ ⑤で得られた $A_1(m)$ のかわりに②で得られた期待振幅スペクトル $A(m)$ と、位相スペクトル $\phi_1(m)$ を用いて、逆フーリエ変換によって水位変動の第2次近似 $y_2(i)$ を求め、また SIWEH $E_2(i)$ を計算する。

⑦ 水位変動の第3次近似 $y_3(i)$ を次式のように求める。

$$y_3(i) = \sqrt{E(i)/E_2(i)}y_2(i), \quad i = 1, N \quad (3.2.11)$$

⑧ $y_3(i)$ のスペクトルおよび SIWEH が、与えられた形に収束していれば計算を終え、そうでない時は $y_3(i)$ を $y_1(i)$ として⑤へ戻る。

実際の計算に当っては、 $N=16384$ 、 $\Delta t = 0.04$ とした。与える期待スペクトルとしては、Pierson-Moskowitz 型スペクトルを用いた。また期待SIWEH は、Mase-Iwagaki⁴⁾の斜面勾配 1/30 上の不規則波の水深変化に伴う wave grouping の変化を調べた実験結果のうち、沖波波形勾配が 0.0641 の場合で、計測水深が 50, 14, 12, 10, 8, 6, 4cm の水位変動記録から得られる SIWEH を用いた。これらを、それぞれ Case 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 とする。こうすることで、波群化の顕著な波からそうでないものまで種々の SIWEH を与えることができる。

第3節 数値シミュレーション波浪の統計的特性の考察

第2節で述べた数値シミュレーションは、繰り返し計算を4回も行えば、期待スペクトルおよび SIWEH を十分再現できることがわかった。以下、計算の繰り返し回数を4回とした結果について示す。

表-3.2.1 は、数値シミュレーション波より得られる波高と周期の代表量（波高は水位変動の標準偏差で、周期はピーク周期で無次元化してある）、基準波高を H とした波高の平均連長 $\overline{J(H)}$ と高波の平均繰り返し長さ $\overline{Q(H)}$ 、Groupiness Factor GF および波高の頻度分布に Weibull分布をあてはめた時の母数の値 m （最尤推定法で求めた）を示している。平均波高 \overline{H} で無次元化した場合の Weibull 分布は、次のように表わされる⁵⁾。

$$p(h) = \frac{m}{2\psi} h^{m-1} \exp\left(-\frac{h^m}{2\psi}\right) \quad (3.2.12a)$$

$$\psi = \frac{1}{2} [\Gamma(\frac{m+1}{m})]^{-m}, \quad h = H/\bar{H} \quad (3.2.12b)$$

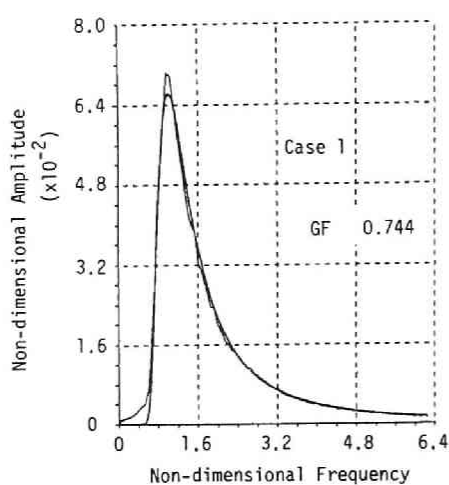
ここで、 Γ はガンマ関数である。 $m=2$ の場合に Rayleigh 分布となる。

波のスペクトルが狭帯域で、成分波の位相がランダムならば、波高分布は Rayleigh 分布となり、無次元有義波高は 4.0 となる。表-3.2.1 を見ると、無次元有義波高は平均で 3.7 となっている。Goda⁶⁾ の数値シミュレーション結果は平均で 3.8 となっており、今回の結果とほぼ等しい。無次元有義波周期は平均で 0.88 となっており、これも Goda の数値シミュレーション結果とほぼ等しい。

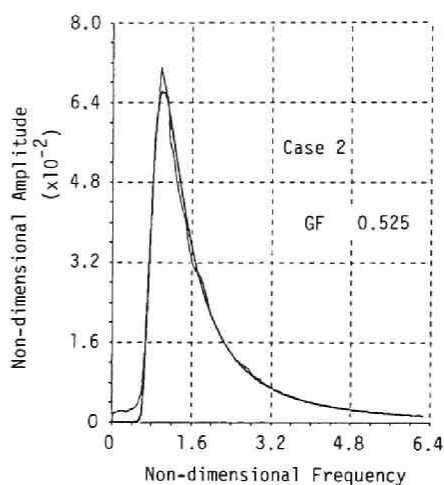
表-3.2.1 数値シミュレーションによって得られた発生波の統計量
(波高は水位変動の標準偏差 σ で、周期は
ピーク周波数 T_p で無次元化してある)

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5	Case 6	Case 7
H_{\max}	6.180	5.382	5.483	5.833	5.987	6.588	7.817
$H_{1/10}$	4.786	4.428	4.276	4.242	4.341	4.747	4.968
$H_{1/3}$	3.768	3.784	3.708	3.656	3.666	3.783	3.763
\bar{H}	2.272	2.496	2.519	2.601	2.612	2.230	2.389
T_{\max}	0.960	1.000	0.520	1.080	0.840	0.760	0.800
$T_{1/10}$	0.913	0.881	0.900	0.889	0.840	0.888	0.914
$T_{1/3}$	0.868	0.901	0.893	0.882	0.859	0.900	0.888
\bar{T}	0.685	0.736	0.734	0.754	0.750	0.733	0.700
$\overline{\lambda(H_{1/3})}$	1.316	1.286	1.206	1.190	1.172	1.186	1.344
$\overline{\lambda(H_{1/3})}$	9.510	8.745	8.657	8.570	8.657	9.082	10.233
$\overline{\lambda(\bar{H})}$	2.195	2.509	2.500	2.304	2.024	2.010	1.954
$\overline{\lambda(\bar{H})}$	4.974	5.311	5.028	4.423	4.100	4.577	4.769
GF	0.744	0.525	0.470	0.406	0.419	0.556	0.702
m	1.88	2.40	2.38	2.97	2.73	2.33	2.04

図-3.2.1 は Case 1 と Case 2 の振幅スペクトルを示したもので、太線が期待振幅スペクトル、細線が数値シミュレーションで得られた波の振幅スペクトルである。他のケースも同様に調べてみたところ、数値シミュレーション波の振幅スペクトルは、期待振幅スペクトルに比べて、ピーク周波数近傍で若干尖っており、その比は最大で 1.11 (Case 3 の場合) である。



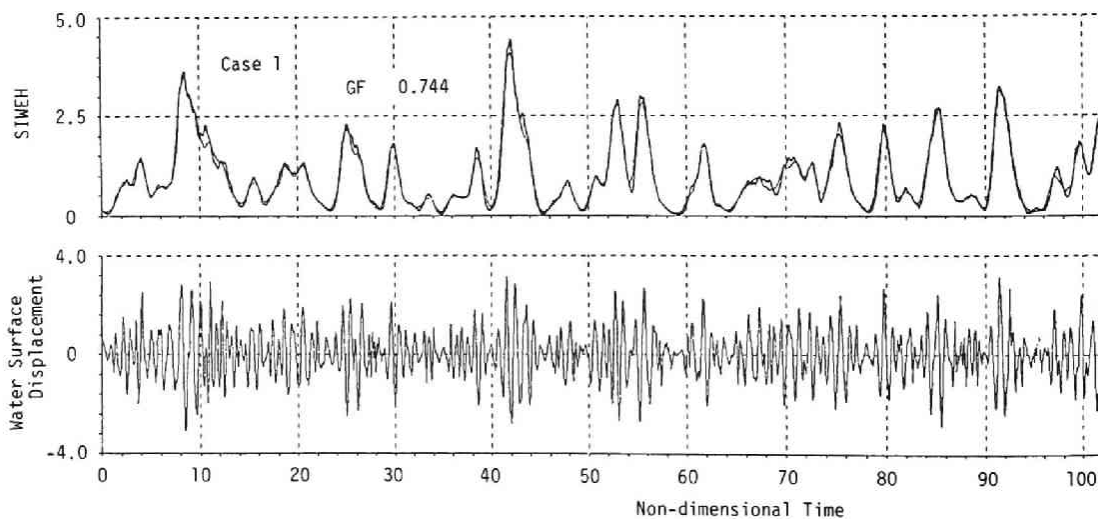
(a)



(b)

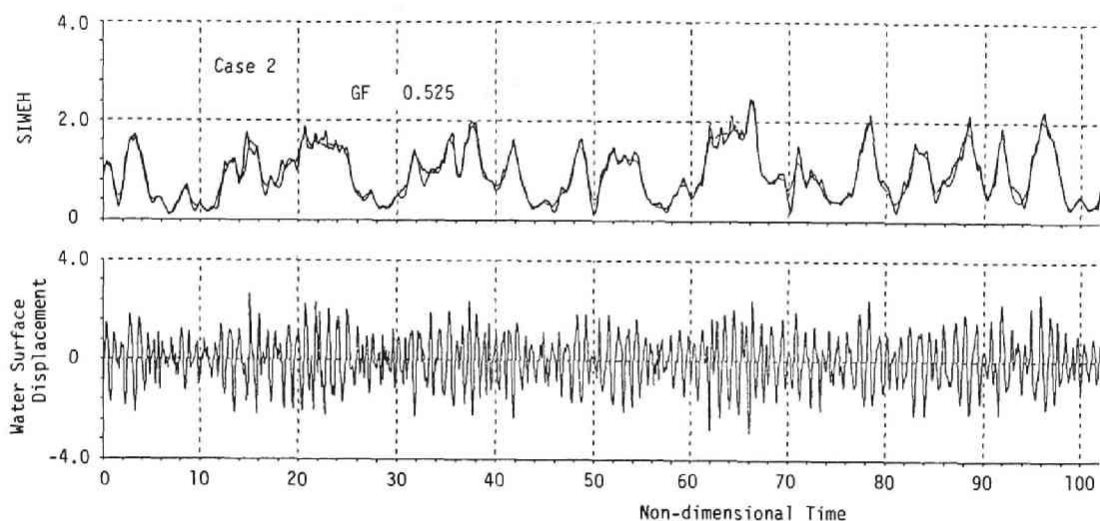
図-3.2.1 波の振幅スペクトル ((a) Case 1, (b) Case 2)

図-3.2.2 は Case 1 と Case 2 の SIWEH を図示したもので、太線が期待 SIWEH、細線が数値シミュレーション波の SIWEH である。この図から、太線および細線の両者は良く一致しているのがわかる。



(a)

図-3.2.2 SIWEH および水位変動 ((a) Case 1, (b) Case 2)



(b)

図-3.2.2 (つづき)

図-3.2.1 および 図-3.2.2 のほか他の数値シミュレーション結果からも、本シミュレーション手法によってスペクトルおよび SIWEH とともに十分再現できることがわかった。以下、数値シミュレーション波の統計的特性を、現地波浪のそれと比較しながら、考察する。

3-1 水位の出現確率

図-3.2.3 は水位の出現確率の例を示したものであり、図中の曲線は Gauss分布の理論曲線である。Groupiness Factor が小さい場合（図の (c)）には、水位が0付近の出現率が Gauss分布に比べ小さくなっている。これは正弦波にランダムノイズが重なった変動の場合の確率密度関数の形に似ている。GF = 0 という極端な場合には、水位変動は一樣振幅の正弦波で表わされ、その時の水位の出現率は、図-3.2.4 のように表わされる。Groupiness Factor の小さいケースで、水位が0付近の出現率が Gauss分布のそれに比べて小さくなる理由として、水位波形が正弦波に近づくことが考えられる。

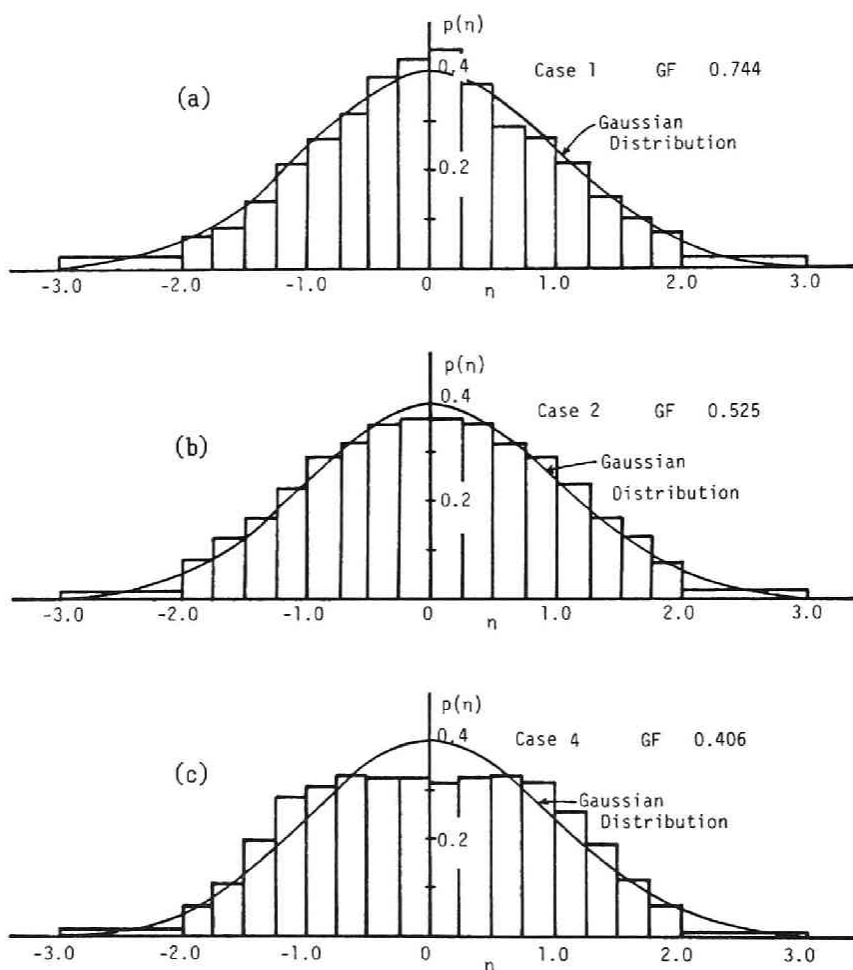


図-3.2.3 水位の出現率 ((a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 4, ヒストグラムは数値シミュレーション結果, 曲線は Gauss分布を示す)

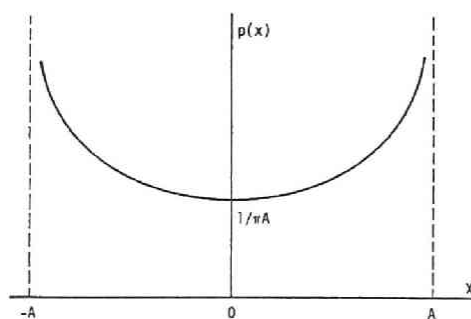


図-3.2.4 正弦波 $x = A \sin \omega t$ の確率密度関数 $p(x)$

3-2 波高の頻度分布

図-3.2.5 は、波高の頻度分布の例を示したものである。ヒストグラムは数値シミュレーション波の波高分布を整理した結果、図中の実線は Rayleigh 分布の理論曲線、破線は Weibull 分布の理論曲線である。他のケースも同様に調べてみると、 GF が小さい程、平均波高付近において、数値シミュレーション結果は Rayleigh 分布による出現率より大きくなっており、Weibull 分布の母数の値が大きくなる（表-3.2.1参照）。 GF が0に近づくと、平均波高の所に波高が集中することになる。Forristall⁷⁾ や Nolte-Hsu⁸⁾ は、Rayleigh 分布を用いて高波高部分を推定すると、実測値より過大評価となることを述べている。これは、観測された波高分布を Weibull 分布で表わした場合、その母数は2.0 より大きいことに対応している。図-3.2.5 および 表-3.2.1 から、波高の頻度分布は Groupiness Factor に依存することがわかる。

図-3.2.6 は、数値シミュレーション波（図中では●印で示す）、琵琶湖における風波（○印）およびコスタリカのうねり

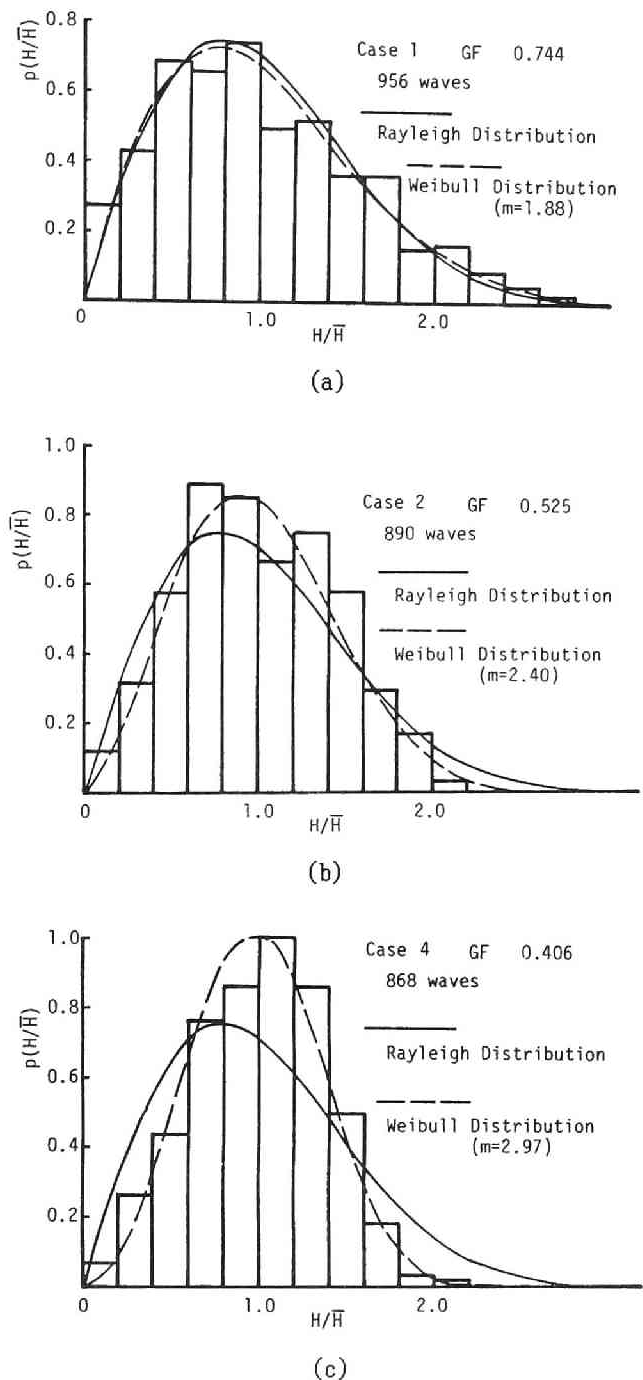


図-3.2.5 波高の頻度分布 ((a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 4, ヒストグラムは数値シミュレーション結果、実線は Rayleigh 分布、破線は Weibull 分布を示す)

(○印) について, Groupiness Factor GF と Weibull 分布の母数 m の関係を整理したものである。この図より, データにはばらつきはあるものの, 両者の相関係数は -0.83 であり, 強い負の相関があり, GF と m には $m = 3.44 - 1.99 GF$ なる直線関係があることがわかる。

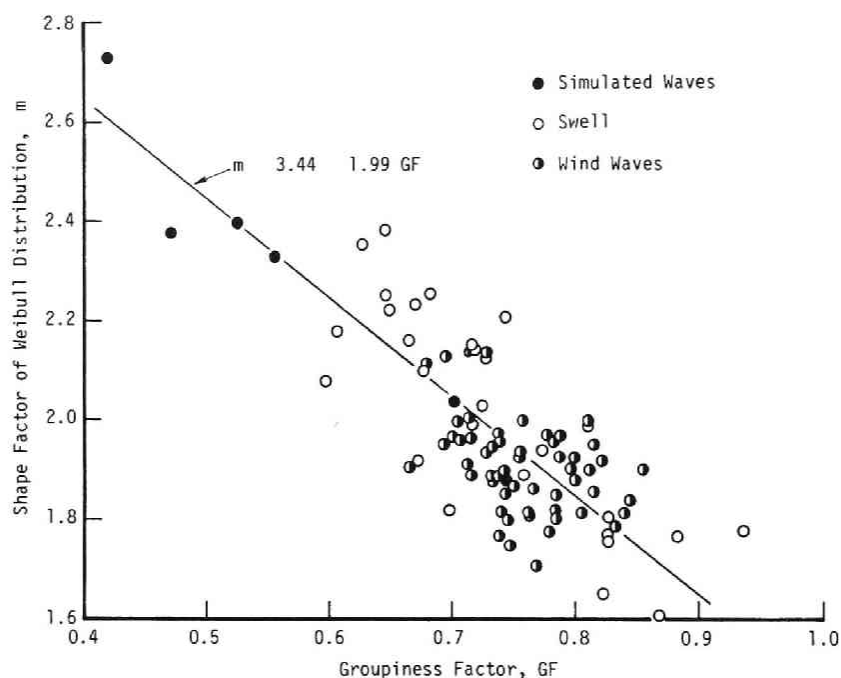
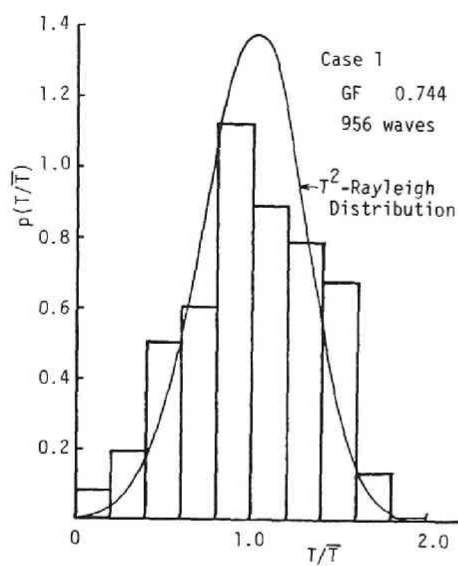


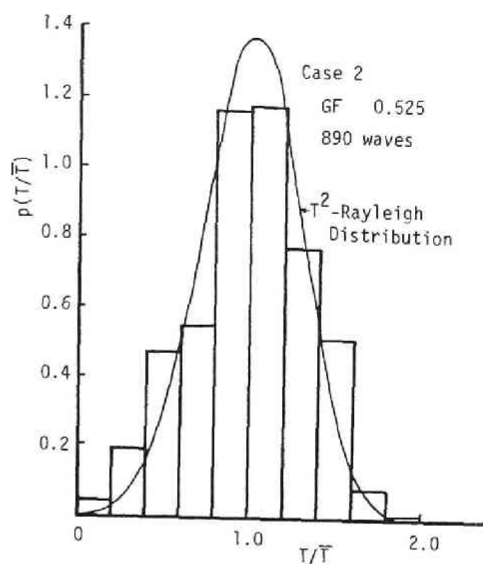
図-3.2.6 Weibull分布の母数 m とGroupiness Factor GF の関係

3-3 周期の頻度分布

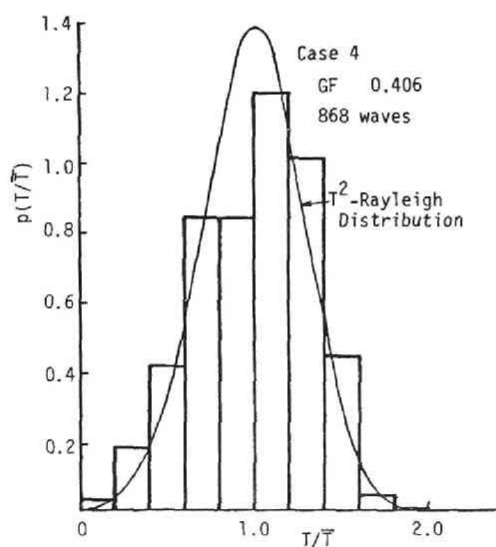
図-3.2.7 は, 周期の頻度分布の例を示したものである。ヒストグラムは数値シミュレーション結果, 図中の曲線は, 式(3.2.12)で $m = 4$ とした時の分布形, すなわち, T^2 -Rayleigh 分布を表わしている。Case 2 では, 周期分布は T^2 -Rayleigh 分布で良く近似できるが, Case 1 や Case 4 では, T^2 -Rayleigh 分布より平坦な分布形となっている。周期の頻度分布については, Groupiness Factor との関連は見出せなかった。



(a)



(b)



(c)

図-3.2.7 周期の頻度分布 ((a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 4,
ヒストグラムは数値シミュレーション結果,
曲線は T^2 -Rayleigh分布を示す)

3-4 成分波の初期位相角の分布

ある一点における水位変動 $\eta(t)$ は、一般に次のように表わされる。

$$\eta(t) = \sum_{m=1}^{N/2+1} 2A(m) \cos \{2\pi(m-1)\Delta f t + \Phi(m)\} \quad (3.2.13)$$

ここで、 $\Phi(m)$ は成分波の位相角であり、 $\Phi(m)$ は0から 2π まで一様に分布すると仮定される（水位変動は Gauss 分布であるという仮定に基づく）。

従来のシミュレーション法では、 $A(m)$ を期待エネルギースペクトルから求め、 $\Phi(m)$ は一様乱数を用いて、式(3.2.13)より水位変動をシミュレートするが、本シミュレーション法では、位相角分布は直接に用いていない。ここでは、位相角の分布がどのようなになっているかについて調べる。

図-3.2.8 は、Case 1, Case 2 の位相角分布、および全7ケースを加え合わせた結果を示している。(c) の全ケースをまとめて整理したものはほぼ一様分布になっているが、ある特定の SIWEH を再現させた場合の波の位相角分布は、一般に一様分布にはならないことがわかった。(a) および (b) のように、位相角の分布が一様分布になっていなくとも、水位の出現率はほぼ Gauss 分布で表わされる（ただし、

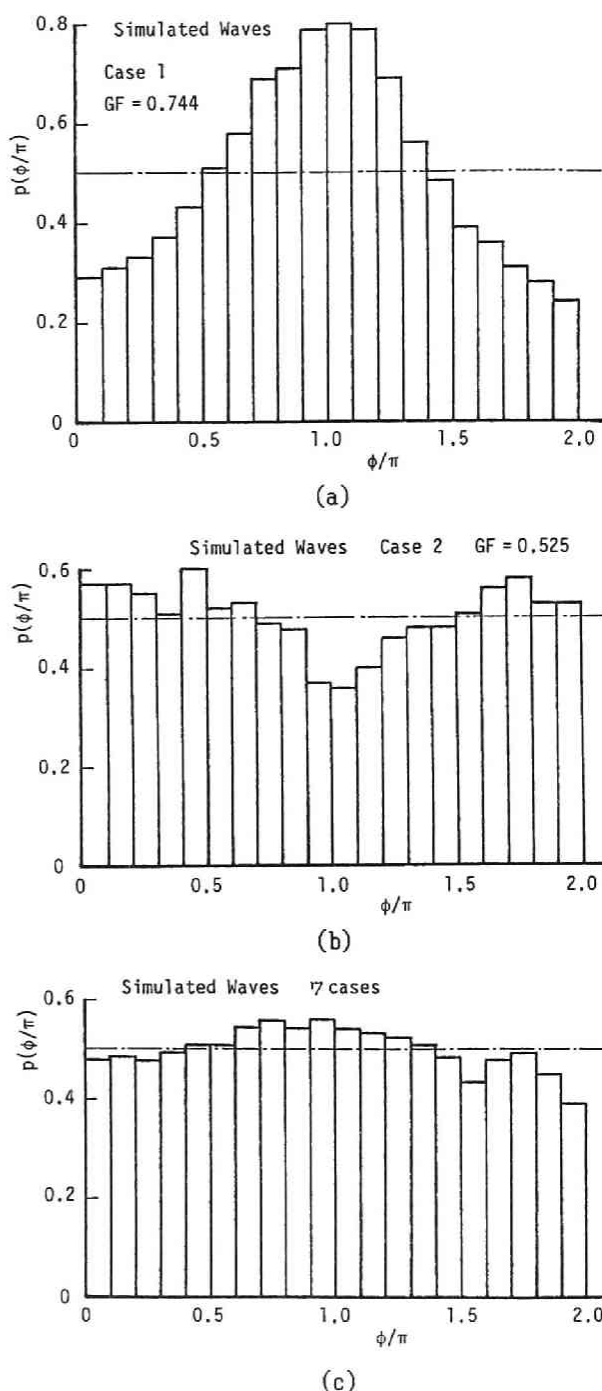
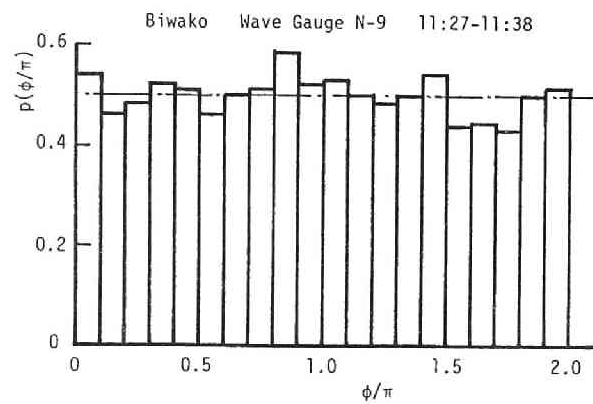
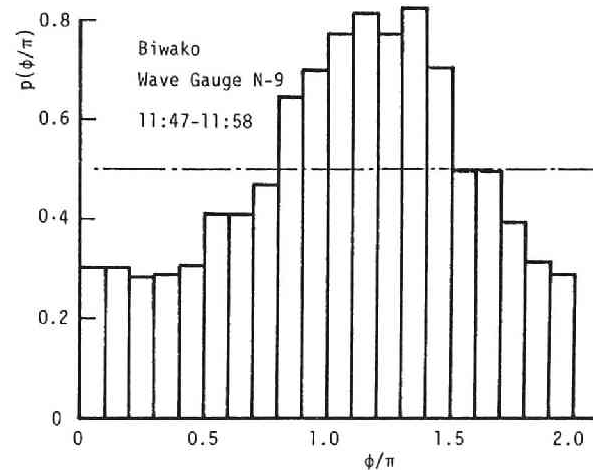


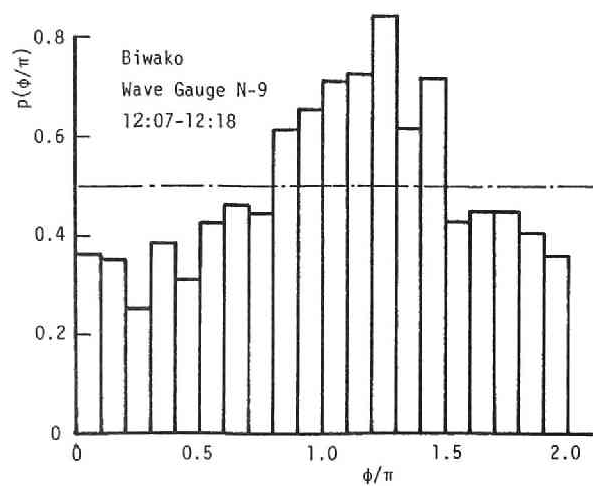
図-3.2.8 数値シミュレーションによって得られた発生波の位相角の頻度分布
(a) Case 1, (b) Case 2, (c) 7ケース全部を加え合わせて整理した結果



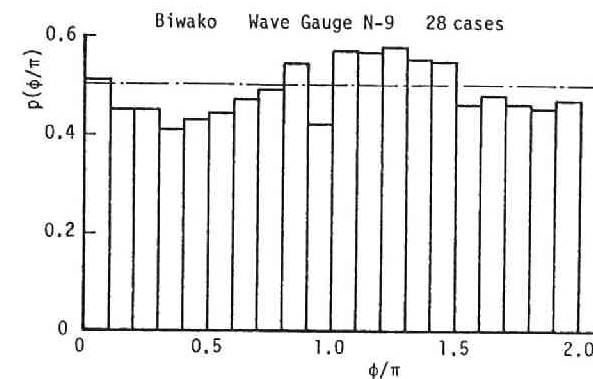
(a)



(b)



(c)



(d)

図-3.2.9 現地波浪の位相角の頻度分布

Groupiness Factor がある程度大きい場合)。

図-3.2.9 は、琵琶湖における風波の記録(1975年10月 5日11時27分から5時間, 18時00分から5時間の波高計N-9の波浪記録を用いた, 詳しくは第1編第5章第3節を参照)を用いて, 成分波の位相角(ピーク周波数の 0.5 倍以下および 1.5 倍以上の成分は除く)の分布を調べたものである。この図の (d) は 28 ケースを加え合わせて整理した結果を示している。この (d)図からわかるように, 平均してしまうと, 位相角の分布は一様分布となっているが, 実際の風波の場合においても, 短い時間スケール(この場合20分間であり, 通常波は定常とみなされる)で位相角分布を調べると, 必ずしも一様分布にはなっていないことがわかる。

第4節 実験水槽における波の再現性

4-1 造波信号の作製

数値シミュレーションで得られた Case 1 と Case 2 の2種類の不規則波を利用して, 造波信号を作製する手順を, 以下に示す。

- ① 数値シミュレーション波の位相スペクトルを求めておく。
- ② 数値シミュレーション波は, 長さは水位変動の標準偏差 σ で, 時間はピーク周期 T_p で無次元化されているので, まず希望する大きさの次元量に直す。ここでは, $\sigma = 1\text{ cm}$ (不規則波発生機の外部入力端子の gain を調整することによって, 発生させる波のエネルギーレベルは変えることができるので, 実際には任意の値で良い), $f_p = 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0\text{ Hz}$ の5ケースとする。
- ③ 不規則波発生機の造波特性は, 岩垣・木村⁹⁾によって Biesel-Suquet の理論¹⁰⁾ がほぼ適用できることがわかっているので, 期待スペクトル(ここでは Pierson-Moskowitz 型スペクトル)を Biesel-Suquet の理論に基づいて, 次のようにひずめておく。

$$S^*(f) = S(f) \cdot [F(f)]^2 \quad (3.2.14)$$

ここで, $S^*(f)$ は修正期待スペクトル, $S(f)$ は期待スペクトル, $F(f)$ は次式の周波数応答関数である。

$$\text{ピストン型: } F(f) = \frac{\sinh kh \cosh kh + kh}{2\sinh^2 kh} \quad (3.2.15a)$$

$$\text{フラッター型: } F(f) = \frac{kh (\sinh kh \cosh kh + kh)}{2\sinh kh (1 - \cosh kh + kh \sinh kh)} \quad (3.2.15b)$$

ここで, h は水深(ここでは 45cm とした), k は波数である。ピーク周波数 $f_p = 0.4, 0.5, 0.6, 0.8\text{ Hz}$ についてはピストン型, $f_p = 1.0\text{ Hz}$ についてはフラッター型造波

機を用いた。

④ 式(3.2.14)から得られる修正期待振幅スペクトル（エネルギースペクトルから振幅スペクトルへの変換は第2節の②を参照）と、①の位相スペクトルを用いて、逆フーリエ変換により水位変動を計算する。

⑤ ④の結果をサンプリング間隔 0.001秒ごとに磁気テープに書き込み、D-A 変換をして造波信号を作製する。

ここでは、無次元水位変動がすでに第3節で求まっているので、その結果（必要なものは位相スペクトル）を利用した。そうでない場合は、次のようにすればよい。第2節のシミュレーション手法①において、無次元化はしないで、再現したいスペクトルとして造波特性を考慮した式(3.2.14)の修正期待スペクトル、期待SIWEH には、その平均値が修正期待スペクトルの面積と等しくなるように増幅率をかけ、以下、第2節の手順に従って進み、最終的に D-A 変換する。

4-2 発生波の特性

実験は、京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている、長さ 27m、幅 50cm、深さ 75cm の両面ガラス張り水槽で行った。波は、造波板から 10.35m 離れた地点で、容量式波高計を用いて測定した。波のエネルギーレベルは不規則波発生機の gain によって変えることができ、ピーク周波数が 0.4 から 0.8Hz のケースについては3種類、ピーク周波数が 1.0 Hz のものについては2種類に、エネルギーレベルを変えて造波した。

図-3.2.10 はエネルギースペクトルの一例として、ピーク周波数が 0.6Hz であり、エネルギーレベルが最も大きい場合の結果を示したものである。この図から、Case 1 および Case 2 とも、ピーク周波数の約 0.5倍以下の低周波数領域を除いて、Pierson-Moskowitz 型スペクトルを良く再現していることがわかる。

図-3.2.11 は、横軸に沖波波形勾配を取り、Groupiness Factor を整理したものである。Case 1 の GF の平均値は 0.73、Case 2 の GF の平均値は 0.57 である。一方、数値シミュレーション波の GF は Case 1 で 0.74、Case 2 で 0.53 である。この図からわかることは、沖波波形勾配が 0.03 より大きい場合、Case 2 の Groupiness Factor は目標値の

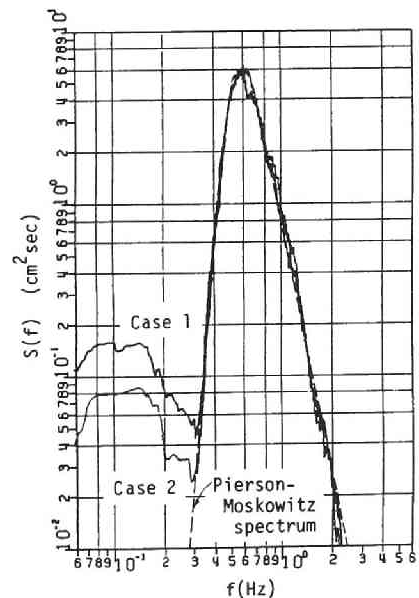


図-3.2.10 実験水槽で得られた発生波のエネルギースペクトル

それより大きくなっていることである。沖波波形勾配が 0.03 以上のケースは、水深波長比 $(kh)_{1/3}$ で整理すると 1.36 より大きいものである。このような場合、変調不安定性のために、波の伝播に伴って GF が大きくなっていく。この傾向は再現させようとする Groupiness Factor が小さい方が顕著である（第1編第4章，図-1.4.11 参照）。

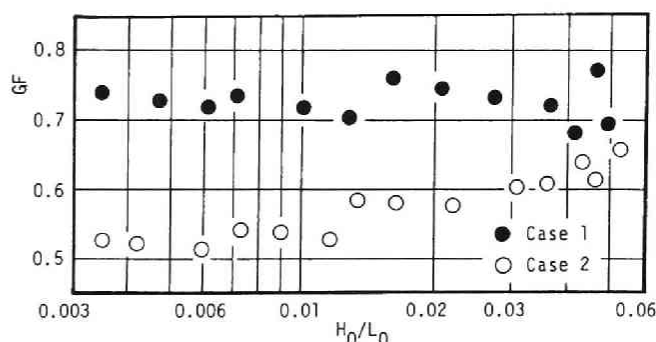


図-3.2.11 発生波の Groupiness Factor

期待スペクトルを実験水槽内で再現させることは比較的容易である。しかし、SIWEH は伝播に伴って変形するために、SIWEH をある地点で再現すること、また Groupiness Factor を目標値になるように再現することはかなり難しい。これを正確に行うためには、SIWEH の伝播変形を理論的に予測することが必要であり、今のところ困難である。

第5節 結 言

本章は、水理実験に用いる不規則波をシミュレートする方法を取り扱った。このシミュレーション手法は、エネルギースペクトルは同じでも、波群特性が異なる不規則波をシミュレートすることができる。数値シミュレーション波の統計的特性を調べた後、実際に実験水槽内で波を造波し、目標とする波の特性が再現できるか否かを調べた。

第2節では、不規則波のシミュレーション手法を示した。これは Funke-Mansard³⁾の方法を改良したものである。従来のシミュレーション法は、波のスペクトルのみを再現させるものであるが、本シミュレーション法は、SIWEH も与えて、エネルギースペクトルは同じでも波群特性が異なる波をシミュレートするものである。

第3節では、本シミュレーション法で得られた数値シミュレーション波のスペクトルと SIWEH を調べ、目標とするスペクトルと SIWEH が十分再現できることを示した。また、数値シミュレーション波の統計的特性を調べた結果、次のことがわかった。(1) Groupiness Factor が 0.5 以上の場合には、水位の出現率はほぼ Gauss分布で表わされるが、Groupiness Factor が 0.5 未満では、水位が 0 付近の出現率が Gauss分布のそれに比べ小さくなる。(2) 波高の頻度分布に Weibull 分布をあてはめた時の母数 m （最尤推定法で求めた）は、Groupiness Factor が小さくなるほど大きくなる。琵琶湖およびコスタリカにおける波浪記録を同時に用いて、 GF と m の関係を調べたところ、 $m = 3.44 - 1.99 GF$ なる直線関係

があることがわかった。(3) 成分波の初期位相角分布は、一様分布にはなっていない。この非一様分布は、現地波浪の位相角分布を調べた結果にも見られる。

第4節では、造波信号の作成法を示した。この造波信号を使って実際に波を起こし、波の特性を調べた。水深波長比 $(kh)_{1/3}$ (添字'1/3'は有義波であることを示す) が 1.36 より小さい場合には、目標とするスペクトルならびに Groupiness Factor を十分再現できることがわかったが、 $(kh)_{1/3}$ が 1.36 より大きい場合には、スペクトルは再現できるが、Groupiness Factor は伝播に伴って増大し、目標とする値より大きくなってしまったことがわかった(詳しくは第1編第4章参照)。

参考文献

- 1) 合田良実： 波の連りの統計的性質について，港湾技術研究所報告，第15巻，第3号，pp.3-19，1976.
- 2) Baird, W.F., J.M.Caldwell, B.L.Edge, O.T.Magoon and D.D.Treadwell: Report on the damages to the Sines breakwater, Proc.18th Coastal Eng. Conf., pp.3063-3077, 1980.
- 3) Funke, E.R. and E.P.D.Mansard: Synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, National Res. Council of Canada, Hydraulics Laboratory Report, LTR-HY-66, 54p., 1979.
- 4) Mase, H. and Y.Iwagaki: Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc.18th Coastal Eng. Conf., pp.58-76, 1982.
- 5) Kimura, A.: Joint distribution of the wave heights and periods of random sea waves, Coastal Eng. in Japan, Vol.24, pp.77-92, 1981.
- 6) Goda, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.9, No.3, pp.3-57, 1970.
- 7) Forristall, G.Z.: On the statistical distribution of wave heights in a storm, Jour. Geophys. Res., Vol.83, No.C5, pp.2353-2358, 1978.
- 8) Nolte, K.G. and F.H.Hsu: Statistics of larger waves in a sea state, Proc. ASCE, Vol.105, No.WW4, pp.470-474, 1979.
- 9) 岩垣雄一・木村 晃： 不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム，第21回海岸工学講演会論文集，pp.231-235，1974.
- 10) Biesel, F. and F.Suquet: Laboratory wave generating apparatus (translated from La Houille Blanche), Proj. Rept., No.39, Univ. of Minnesota, 1954.

第3章 波別解析法に基づく不規則 波浪の遡上特性の解析

第1節 概 説

波の遡上高は、傾斜式防波堤、海岸堤防あるいは護岸の天端高を決定するための要因として調べられてきたことから、急勾配斜面に対する遡上高の研究が多い。急勾配斜面前面の砂は暴風時に失われやすく、ひいては海岸構造物の崩壊にもつながること、海岸の景観や利用の便が悪くなるなどの理由から、近年、緩勾配の構造物が推奨されるようになってきた。しかし、緩勾配の堤防あるいは自然海浜の前浜勾配に近い緩勾配斜面に対する、不規則波の遡上高を調べた研究は少ない。現地海浜における遡上波については、主としてスペクトル特性が考察されている（例えば、Huntly-Guza¹⁾、Guza-Thornton²⁾）。

本研究は、緩勾配斜面上の不規則波の遡上実験を行い、波別解析法によって遡上特性を調べるものである。また、遡上高の実験結果を整理し、緩勾配斜面に対する不規則波の遡上高算定式を提案する。実験に用いる不規則波は、本編第2章で述べたシミュレーション波で、エネルギー・スペクトルは同じでも Groupiness Factor が約 0.73 (Case 1) と 0.57 (Case 2) の2種類の異なるものであり、こうした入射波の波群特性の差が、どの程度遡上高の差として現われるのかという点に注目して調べるものである。本章の構成は次の通りである。

第2節では、実験装置と実験方法について説明する。遡上波（正確には汀線変動といえる）を測定するための遡上計は、現地観測用の容量式波高計を利用して製作した。

第3節では、まず個々の遡上波の定義法について検討した後、入射波の数と遡上波の数の関係、沖波波形勾配、海底勾配と相対遡上高の関係、遡上高の連の長さ、および遡上高に及ぼす入射波の波群特性の影響について、実験結果を基に考察する。

第4節では、緩勾配斜面に対する不規則波の遡上高算定式を提案する。

第5節では、本章で得られる主要な結果を整理する。

第2節 実験装置および実験方法

2-1 実験装置

実験は、京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている、長さ 27m、幅 50cm、深さ 75cm の両面ガラス張り水槽で行った。この水槽の一端には電気油圧式不規則波発生機が設置されている。図-3.3.1 は実験装置の概要図である。模型海浜は、鉄のアンクルで補強したアルミ板を用いて組み立てた。

遡上計は、現地波浪観測用の容量式波高計（電子工業製）の容量線（長さ 200cm、直径 2.2 mm のテフロン線）を長さ 230cm、幅 3cm、深さ 2cm のアルミ製の箱の中に縦方向に張り、

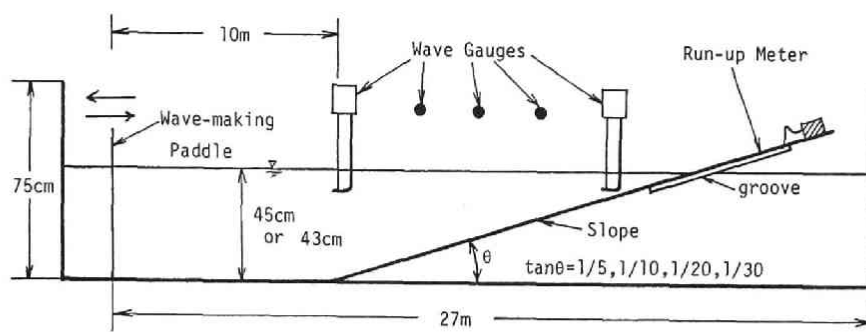


図-3.3.1 実験装置概要図

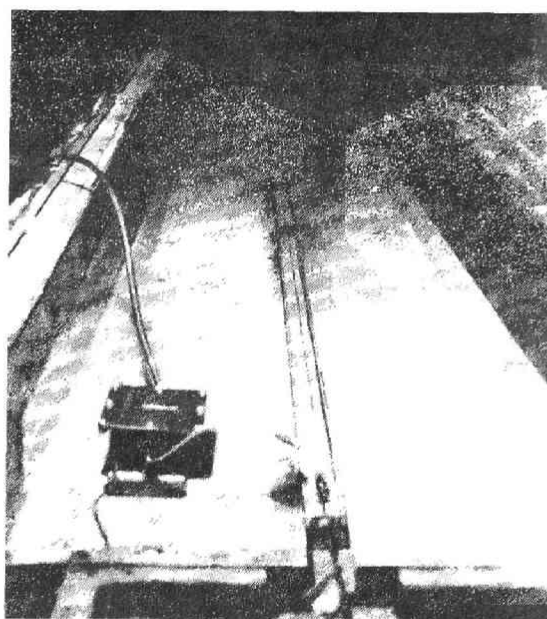


写真-3.3.1 実験に用いた遡上計

水位検出器に接続したものである。容量線は途中でたるまないようにばねで引っ張るとともに、0.2mm のナイロン線で2箇所支えた。アルミ製の箱の深さは中詰めを入れて 1cm とした。この遡上計を模型海浜（アルミ製斜面）の中央に沿って作った溝にはめ込み、斜面表面と容量線を同じ高さになるようにした（写真-3.3.1参照）。容量線を斜面に沿って設置する方法では、遡上高を正確に測定するためには、容量線と斜面表面との間隔をできるだけ小さくする必要がある。しかし、この間隔を小さくすると、表面張力のために応答性が悪くなる。また、

遡上先端付近では、遡上波の厚さが非常に小さいので、正確に計測できないという欠点もある。

遡上計の検定は、遡上計を斜面に沿って上下させ、変位と出力の線形性を確かめた。また、実際に規則波を起し、スケールで直接計った遡上高と、遡上計の出力を検定直線で換算して求めた遡上高を比較した。図-3.3.2 はその結果の一例を示したものであり、横軸はスケールで読み取った遡上高、縦軸は遡上計による値である。なお、海底勾配は 1/10 の場合である。この図から、両者は良く一致しており（相関係数は 0.99 である）、今回用いた方法で十分遡上高を計測し得ることがわかった。

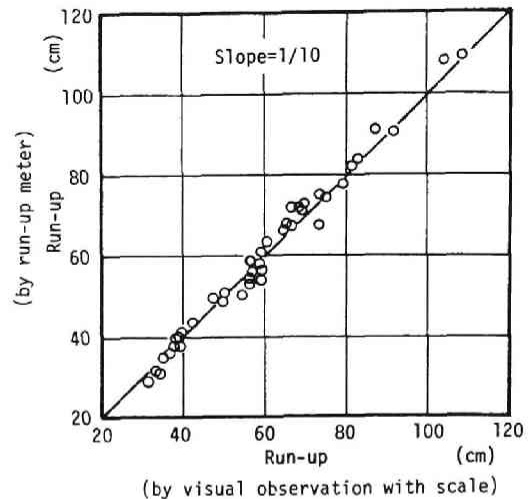


図-3.3.2 目視と遡上計による遡上高の比較

2-2 実験方法

模型海浜の海底勾配は 1/5, 1/10, 1/20 および 1/30 の4種類とした。

実験に用いた不規則波は、Pierson-Moskowitz型スペクトルを持ち、かつピーク周波数が同じ波に対して Groupiness Factor が異なる Case 1 と Case 2 の2種類の波群特性を持つものである（第2章第4節参照）。スペクトルのピーク周波数は 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0 および 1.2Hz（第2章第4節で作製した造波信号に加え、Case 1 のみ新たに造波信号を作製した）である。波高（すなわちエネルギーレベル）は不規則波発生機の外部入力端子の gain によって変えることができるので、ピーク周波数が 0.4～0.8Hz のケースについては3通りに、他のケースは2通りに波高を変えた。すなわち、一つの海底勾配に対して、全部で 30 ケースの遡上実験を実施した。

一様水深部の水深は、海底勾配が 1/30 の場合のみ 43cm，他は 45cm とした。水位変動は、容量式波高計を用いて、水深が 5, 10, 15, 20, 45cm（海底勾配が 1/30 の場合は40cm）の地点で計測した。

水位変動記録および遡上波の記録は 14 チャンネルデータレコーダーに収録し、後に 0.04 秒ごとに A-D 変換し、解析に用いた。

表-3.3.1 は、海底勾配が 1/30 の場合の、設置水深が 40cm の波高計の記録から求めた沖波有義波高、沖波波形勾配、最大波、有義波および平均波の諸元を示したものである。例えば、Case 1 -7 と Case 2 -7 のように、最後の数字が同じである実験ケースは、エネルギー

スペクトル、沖波有義波高および沖波波形勾配はほぼ一致している。他の海底勾配の場合にも、用いた不規則波の諸元はこの表の値とほぼ同じであるが、海底勾配が 1/5 の場合のみ、ピーク周波数が 0.4Hz の計六つの実験ケースで、波高が大きくなっている（有義波高で他のケースより 1cm 大きくなっている）。これは、斜面での反射率が大きいために波高が大きくなったものと思われる。

表-3.3.1 実験に用いた不規則波の諸元（海底勾配が 1/10 の場合）
（単位： $H_0, H_{\max}, H_{1/3}, \bar{H}$ は cm, $T_{\max}, T_{1/3}, \bar{T}$ は sec）

Slope	Fp		H ₀	H ₀ /L ₀	H _{max}	H _{1/3}	H̄	T _{max}	T _{1/3}	T̄	
1/30	0.4	S30-Case1-	1	4.685	0.0061	9.549	4.762	2.841	2.680	2.222	1.732
			2	3.560	0.0047	7.108	3.612	2.137	2.680	2.212	1.704
			3	2.641	0.0035	5.265	2.678	1.542	2.600	2.208	1.630
	0.5		4	6.085	0.0128	10.479	5.773	3.550	2.000	1.743	1.431
			5	4.761	0.0100	8.186	4.517	2.777	1.960	1.744	1.433
			6	3.447	0.0071	5.860	3.277	1.973	2.040	1.760	1.408
	0.6		7	7.664	0.0208	12.243	7.100	4.434	1.560	1.536	1.300
			8	5.905	0.0162	9.977	5.466	3.389	1.480	1.528	1.292
			9	4.748	0.0137	11.126	4.380	2.626	0.320	1.491	1.267
	0.8		10	9.993	0.0467	15.002	9.148	5.849	0.240	1.171	1.075
			11	7.830	0.0364	13.676	7.168	4.576	1.240	1.174	1.050
			12	5.720	0.0272	9.910	5.240	3.352	1.240	1.162	1.033
	1.0		13	6.576	0.0496	10.657	6.244	3.979	0.960	0.922	0.865
			14	5.357	0.0412	8.982	5.097	3.287	0.880	0.913	0.838
	1.2		15	6.839	0.0646	10.536	6.642	4.263	0.760	0.824	0.819
			16	5.881	0.0584	8.941	5.736	3.617	0.760	0.804	0.778
1/30	0.4	S30-Case2-	1	4.754	0.0059	7.000	4.872	3.176	1.880	2.278	1.846
			2	3.472	0.0042	5.158	3.565	2.312	1.880	2.290	1.828
			3	2.871	0.0035	4.251	2.945	1.872	1.880	2.282	1.785
	0.5		4	6.187	0.0117	9.302	5.949	3.906	1.440	1.843	1.527
			5	4.701	0.0090	7.287	4.514	2.918	1.400	1.833	1.497
			6	3.851	0.0073	5.939	3.692	2.390	1.400	1.840	1.502
	0.6		7	8.105	0.0223	12.088	7.502	4.955	1.280	1.526	1.356
			8	6.085	0.0165	9.017	5.639	3.717	1.280	1.538	1.351
			9	4.997	0.0134	7.313	4.634	3.054	1.240	1.546	1.349
	0.8		10	9.989	0.0464	14.869	9.143	5.953	1.120	1.174	1.063
			11	7.492	0.0360	10.991	6.867	4.483	1.200	1.155	1.030
			12	6.344	0.0308	8.534	5.817	3.835	1.120	1.149	1.035
	1.0		13	5.514	0.0434	9.069	5.259	3.369	0.920	0.902	0.828
			14	6.996	0.0528	10.701	6.617	4.260	0.960	0.919	0.865

第3節 実験結果および考察

3-1 個々の遡上波の定義

波の定義法と同様に、遡上波の定義法はいくつか考えられる。波浪は一般に峰が尖り、谷が平坦であるのに対し、遡上波形は峰が滑らかで、谷の部分が尖っている。計算機で遡上波形を処理する場合、極大値を探すのは難しいが、谷の部分の極小値は探しやすい。crest 法では、

まず極小値を見つけ、極小値から極小値までの時間間隔を周期とし、またその間の静水位からの最大値をもって遡上高とする（ここでは crest 法と名付けているが、実際には先に極小値を見つけ、その後極大値を決定した）。zero-up-cross 法は、まず遡上波形を平均して平均遡上位を決め、それを引き続き上向きに横切る 2 点間の時間間隔を周期とし、その間の静水位からの最大値を遡上高とする。図-3.3.3 (a), (b) は、それぞれ crest 法と zero-up-cross 法で定義した個々の遡上高を示している。

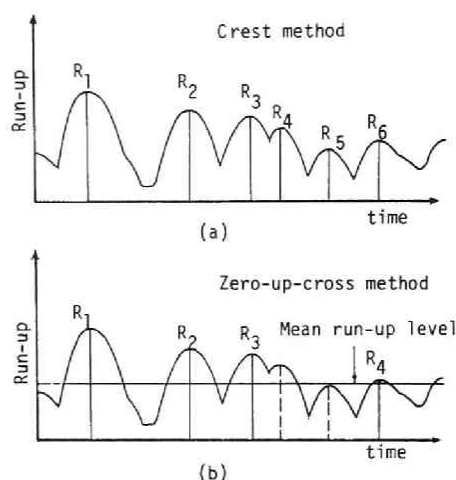


図-3.3.3 遡上波の定義法

図-3.3.3 において、crest 法の場合には

R_5 が定義されるのに対し、zero-up-cross 法では、平均遡上位より小さいので無視される。crest 法で定義される R_4 も zero-up-cross 法では無視される。このように個々の遡上波の定義法によって、遡上波の数や代表遡上高が変わってくる。zero-up-cross 法を用いた場合に得られる遡上波の数は、crest 法を用いた場合に比べ、海底勾配だけでなく沖波波形勾配によっても変化するが、平均で 0.4 倍（海底勾配が 1/30 の場合）から 0.9 倍（海底勾配が 1/5 の場合）となる。

この研究では、遡上波を一波ずつとらえやすい crest 法で整理した結果について考察する。

3-2 入射波の数と遡上波の数との関係

ある波が陸へ遡上する時、前波の戻り流れが大き過ぎると遡上できず、また、遡上して最高点に達する前に、次の波に追い越されてしまう場合もあり、遡上波の数は入射波の数より少なくなる。このことは、遡上波の周期が入射波のそれより大きくなることを意味する。

図-3.3.4 は、このような観点から、遡上波の数が入射波の数（水深が最も深い地点に設置された波高計の水位変動記録から求めた）に対してどの程度減少するかを調べたものであり、横軸は沖波有義波高、周期を用いて算定した surf similarity parameter ξ ($= \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0}$)、縦軸は入射波の数に対する遡上波の数の比 α である。実験結果を整理するに当り、入射波の波群特性による差はほとんどなかったもので、まとめて図示してある。この図から、 α は ξ できれいに整理できること、 ξ が小さいほど（すなわち、海底勾配が緩いほど、また沖波波形勾配が大きいほど）、遡上波の数が減少することがわかる。 ξ が 3 以上になると、 α がほぼ 1.0 になることが予想される。

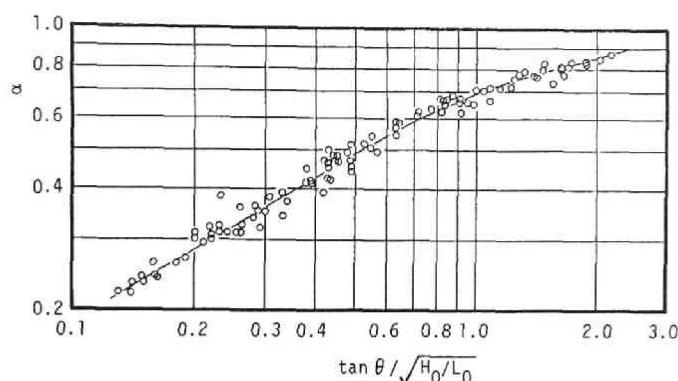


図-3.3.4 surf similarity parameter で整理した
入射波に対する遡上波の数の比 α

不規則波の個々波の遡上高は、波高と周期が等しい規則波の遡上高に等しいと仮定し、波高・周期の結合確率密度関数を用いて、規則波の遡上高にその出現確率を掛け合わせて遡上高分布、あるいは代表遡上高を算定するモデルが Saville³⁾、Battjes⁴⁾、榎木・岩田・森野⁵⁾によって提案されている。この方法は、入射波と遡上波が一对一对応することを想定しているが、緩勾配斜面の場合には、図-3.3.4 より、一对一の対応はしていないことがわかる。したがって、このような方法は surf similarity parameter ξ が3以上の場合に適用できるものである。

3-3 沖波波形勾配、海底勾配と相対遡上高

次元解析によれば、斜面の粗度と透水性を考慮した遡上高は次のようになる（土屋・河田・矢下⁶⁾）。

$$R/H_0 = f_1(H_0/L_0, \tan\theta, H_0/h_0, d/H_0, \sqrt{k^*}/H_0) \quad (3.3.1)$$

ここで、 R は鉛直上向きにはかった遡上高、 H_0 は沖波波高、 $\tan\theta$ は海底勾配、 h_0 は一様水深部の水深、 d は底質の中央粒径および k^* は $[L^2]$ の次元を持つ透水係数で、 $[LT^{-1}]$ の次元を持つ透水係数 k^* とは次の関係がある。

$$k^* = k\nu/g \quad (3.3.2)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 g は重力加速度である。斜面が不透水性でかつ滑面の場合には、式(3.3.1)は次のようになる。

$$R/H_0 = f_2(H_0/L_0, \tan\theta) \quad (3.3.3)$$

ただし、 $h_0/H_0 \geq 3.0$ の場合で、このときは水深 h_0 の影響はない。

Hunt¹⁾ は規則波の実験結果を整理して、次式を提案した。

$$R/H_0 = \tan\theta/\sqrt{H_0/L_0} \quad (3.3.4)$$

不規則波の遡上高を、式(3.3.3)に基づいて考察する。なお、 H_0 は微小振幅波理論を用いて換算した沖波有義波高、 L_0 は有義波周期に対応する波長を用いる。

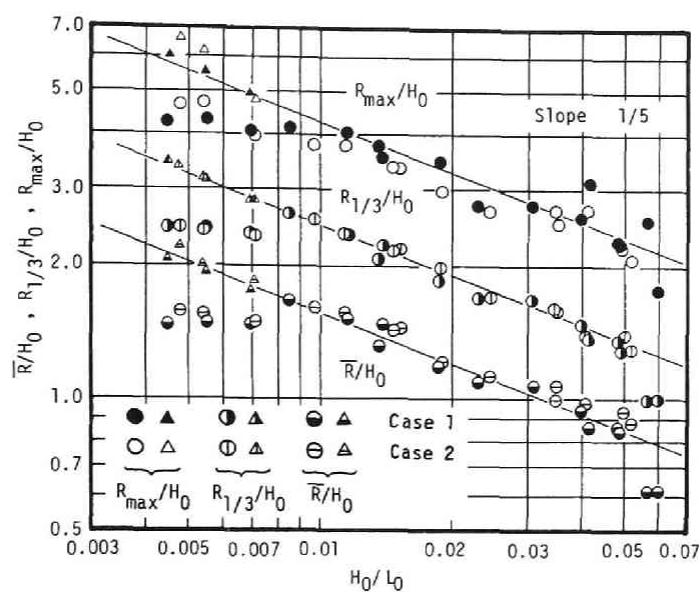
(1) 沖波波形勾配と相対遡上高

図-3.3.5 は、遡上波を crest 法で定義し、沖波波形勾配と相対遡上高の関係を示したものである。(a) は海底勾配が 1/5、(b) は 1/10、(c) は 1/20、(d) は 1/30 の場合である。図には、波群特性の異なる Case 1 と Case 2 の実験結果を同時に示してある。また、遡上高としては、最大遡上高 R_{\max} 、有義遡上高 $R_{1/3}$ および平均遡上高 \bar{R} を用いている。図中の直線はすべて平行に引いたものであるが、沖波波形勾配が 0.008 以上の波に対して、実験結果の傾向をうまく表わすことができる。図中の直線の勾配を求めると、-0.37 となり、この値は Hunt の式の -0.5 と比べて小さく、Chue⁸⁾ の提案式による値 -0.4 に近い。

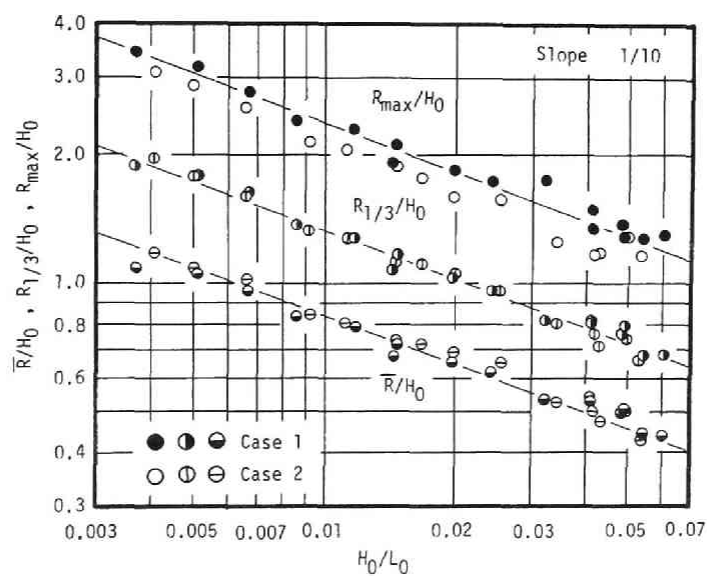
図-3.3.5(a) の海底勾配が 1/5 の場合には、沖波波形勾配が 0.008 より小さいと図中の直線に比べ無次元遡上高がかなり小さくなっている。この理由は、第2節で述べたように、同じ入力信号を用いても斜面での反射率が大きいため、波高が他のケースより大きくなり、それから求められる沖波有義波高で遡上高を無次元化するからである。そこで、他の海底勾配の実験ケースで得られている沖波有義波高を用いて、整理し直したものが図中の△印であり、このようにすると図中の直線に合ってくる。

図-3.3.5(c) および (d) のように海底勾配が 1/20、1/30 と緩くなると、沖波波形勾配が 0.005 以下の場合、有義遡上高や平均遡上高は図中の直線より小さくなる。この傾向は海底勾配が緩いほど顕著である。

入射波の波群特性の相違による遡上高の差は、有義遡上高や平均遡上高で表わしてもあまり顕著ではないが、最大遡上高で表わすと Groupiness Factor の大きい Case 1 の方が Case 2 に比べ 10 %程度大きくなっている。

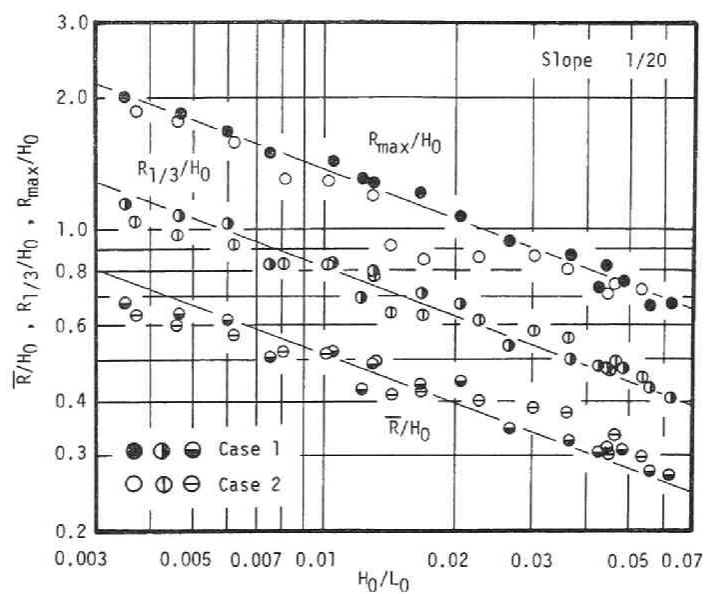


(a)

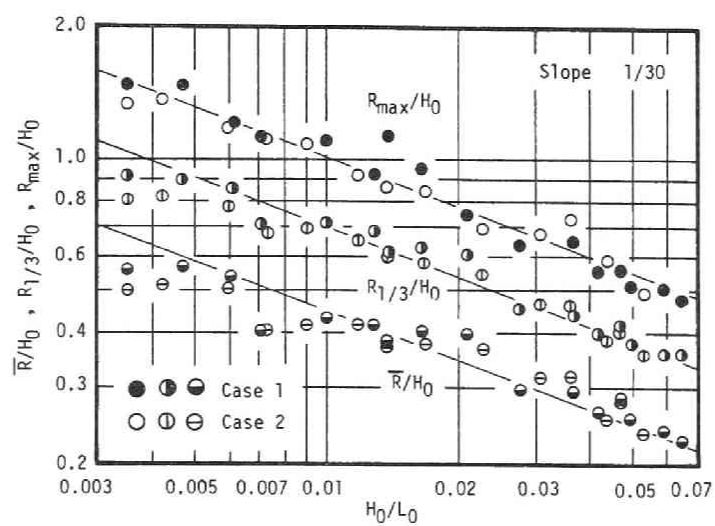


(b)

図-3.3.5 相対遡上高と沖波波形勾配の関係 ((a) 海底勾配 1/5, (b) 1/10, (c) 1/20, (d) 1/30)



(c)



(d)

図-3.3.5 (つづき)

(2) 海底勾配と相対遡上高

図-3.3.6 は、両対数紙の横軸に海底勾配 $\tan \theta$ 、縦軸に $(R/H_0)/(H_0/L_0)^{-0.37}$ をとり、海底勾配と相対遡上高の関係を示したものである。図には最大遡上高、有義遡上高および平均遡上高について調べた結果をのせている。実験結果にはばらつきがあるので、平均値と標準偏差で示している。この図から、遡上高は、海底勾配が大きくなるにつれて、増加することがわかる。両対数紙上で表わした直線の勾配は、有義遡上高および平均遡上高については 0.69，最大遡上高については 0.77 である。

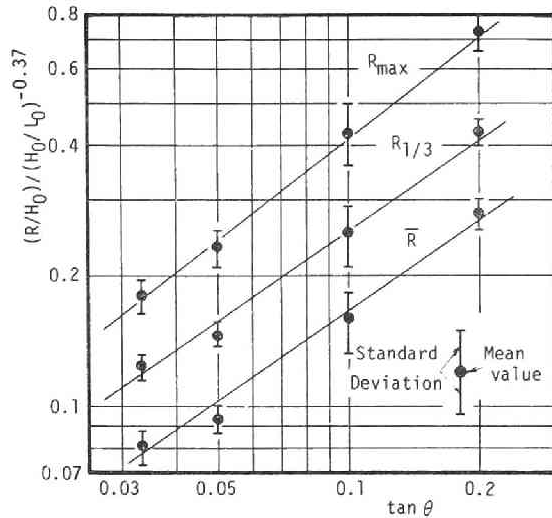


図-3.3.6 相対遡上高と海底勾配の関係

3-4 遡上高の連の長さ

海岸堤防の越波やその排水対策を考える場合には、続けて何波越波するかといった問題も重要になる。ここでは、波高の連の長さと同様に、遡上高の連の長さについて検討する。

波浪記録を調べてみると、最高波は単独で出現することは少なく、前後に高波が連なっているのが普通である。これは、最初に Goda⁹⁾ によって調べられた。一方、最大遡上高は、次に示すように、単独で現われることが多い。

表-3.3.2 は、全実験ケース 120 例（総遡上波数 54 244 波）について、遡上高の連の長さの度数分布を示したものである。基準値としては、有義遡上高 $R_{1/3}$ と平均遡上高 \bar{R} を用いた。一般の遡上高の連は、1つの実験ケースについて、基準値を続けて越える遡上波の数を求めた後、全ケース 120 例について加え合わせた結果である。 R_{\max} を含む遡上高の連は、各実験ケースについてそれぞれ最大遡上高を含む連なりを取り出し、その連長の分布を調べたものである。

有義遡上高および平均遡上高を基準値とした遡上高の平均連長は、それぞれ 1.18 と 1.95 であり、ここには示していないが、有義波高および平均波高を基準値とした波高の平均連長は、それぞれ 1.42 と 2.37 である。また、最大遡上高を含む遡上高の平均連長は 1.15（基準値を $R_{1/3}$ とした場合）、1.78 (\bar{R} とした場合) となっており、一方、最大波高を含む波高の平均連長は、2.34（基準値を $H_{1/3}$ とした場合）、4.82 (\bar{H} とした場合) となっている。このように、遡上高の平均連長は波高のそれに比べ小さくなっている。最大波高を含む波高の連は数波続くことが多いのに対し、表-3.3.2 から、最大遡上高を含む遡上高の連は 1

表-3.3.2 遡上高の連の長さの度数分布

連の長さ j	一般の遡上高の連		R_{\max} を含む遡上高の連	
	$R > R_{1/3}$	$R > \bar{R}$	$R > R_{1/3}$	$R > \bar{R}$
1	5396	6449	102	58
2	800	3162	18	36
3	138	1630		16
4	1	777		6
5	13	373		1
6	1	174		1
7		86		
8		36		
9		14		
10		12		
11		3		
平均	1.18	1.95	1.15	1.78

注：総遡上波数，54244

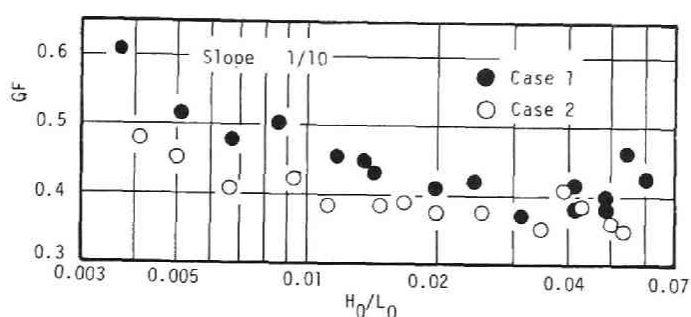
波で出現することが多いのがわかる。この理由として、次のことが考えられる。遡上高は、前波の戻り流れが小さいとき、すなわち、前の波の遡上高が小さいときに大きく、その戻り流れによって後続の波の遡上高は小さくなる。そのため、最大遡上波は単独で現われるようになる。

3-5 遡上高に及ぼす入射波の波群特性の影響

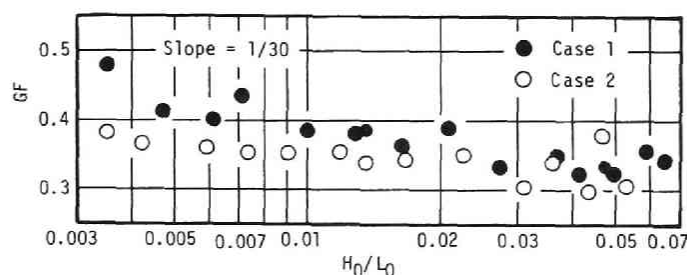
Carstens-Torun-Traetteberg¹⁰⁾ や Johnson-Mansard-Ploeg¹¹⁾ は波群化した不規則波は、波群化していない不規則波に比べて打ち上げ高が大きく、捨石の崩壊を助長することを指摘した。

今回の実験結果からは、最大遡上高についてみると、Groupiness Factor の大きい波群化した波の方が 10 %程度大きいことがわかった。しかし、有義遡上高や平均遡上高で表わすと、その差は少ない。図-3.3.7 は、水深が 5cm の地点の水位変動の Groupiness Factor を調べたものであり、遡上前の波群化の程度を示したものである。(a) は海底勾配が 1/10 , (b) は 1/30 の場合である。入射波浪の Groupiness Factor の平均値は Case 1 で約 0.73 , Case 2 で約 0.57 であるが、遡上前の地点にくると著しく減少することがわかる。また、Groupiness Factor の差が少なくなる。すなわち、斜面上での碎波によって入射波の波群特性が変化してしまい、その差がなくなってくるために、有義遡上高や平均遡上高については、波群特性の影響がなくなってくると考えられる。

Carstensらや Johnsonらの実験は、斜面勾配が 1:1.25 あるいは 1:1.5 のような急勾配の



(a)



(b)

図-3.3.7 遡上前の波の Groupiness Factor

((a) 海底勾配 1/10, (b) 1/30)

場合であり、斜面上で波群特性が変化することなく打ち上がるため、入射波の波群の影響が現われるものと思われる。

第4節 不規則波の遡上高の算定式の提案

第3節の3-3で、相対遡上高は沖波波形勾配と海底勾配に密接な関係にあることがわかった。ここでは、相対遡上高は次のように2通りの方法で表わせると仮定する。

$$R/H_0 = a(\tan\theta)^b (H_0/L_0)^c \quad (3.3.5)$$

$$R/H_0 = d(\tan\theta/\sqrt{H_0/L_0})^e \quad (3.3.6)$$

上式の係数 a , b , c , d および e を、実験データ（ただし、海底勾配が 1/5 の場合には沖波波形勾配が 0.007 以下、海底勾配が 1/20 と 1/30 の場合には 0.005 以下の実験データを除く）を用いて最小2乗法で求め、また得られる実験公式による算定結果と実験結果との差の標準偏差 σ を求める。これらの結果を表-3.3.3 に示す。この表において、

R_2 は2%最大遡上高(超過確率が0.02となる遡上高)を示す。この結果から、式(3.3.6)のように surf similarity parameter の関数として遡上高を表わした場合の標準偏差は、式(3.3.5)と置いたときの標準偏差とほとんど変わらないことがわかる。本研究では、surf similarity parameter の関数である式(3.3.6)を、緩勾配斜面に対する不規則波の遡上高算定式として提案する。式(3.3.6)の係数は表-3.3.3(b)に示してあるものを用いる。

表-3.3.3 不規則波の遡上高実験式

$$(a) R/H_0 = a(\tan \theta)^b (H_0/L_0)^c$$

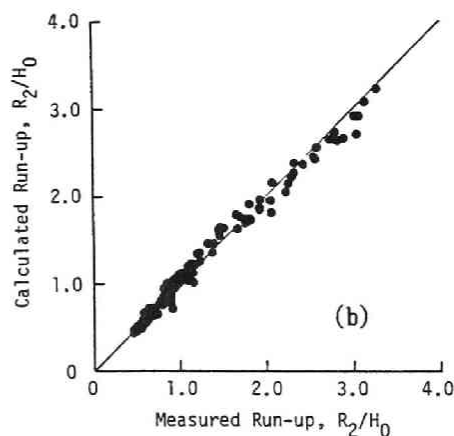
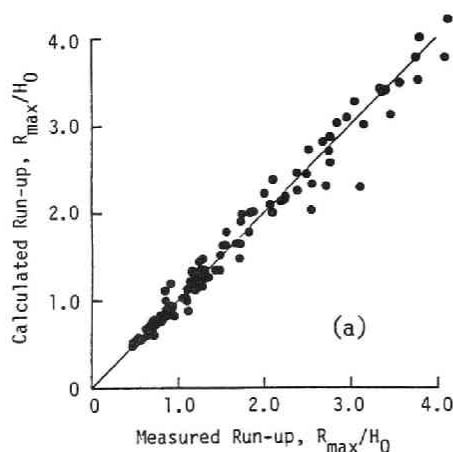
$$(b) R/H_0 = d(\tan \theta / H_0/L_0)^e$$

	a	b	c	σ
R_{max}	2.565	0.783	-0.367	0.151
R_2	1.833	0.709	-0.358	0.094
$R_{1/10}$	1.649	0.703	-0.359	0.091
$R_{1/3}$	1.308	0.696	-0.361	0.095
\bar{R}	0.946	0.697	-0.330	0.072

	d	e	σ
R_{max}	2.319	0.771	0.159
R_2	1.862	0.710	0.093
$R_{1/10}$	1.703	0.707	0.090
$R_{1/3}$	1.378	0.702	0.094
\bar{R}	0.878	0.688	0.074

(適用条件: 滑面, 不透水, $1/30 \leq \tan \theta \leq 1/5$, $0.007 \leq H_0/L_0$)

図-3.3.8 は、横軸に遡上高の実験結果、縦軸に式(3.3.6)の遡上高算定式による値を取り、両者の比較を行ったものである。(a)は R_{max} 、(b)は R_2 、(c)は $R_{1/10}$ 、(d)は $R_{1/3}$ 、(e)は \bar{R} についてである。これらの図から、両者は良く一致し、式(3.3.6)で十分実験結果は整理できることがわかった。



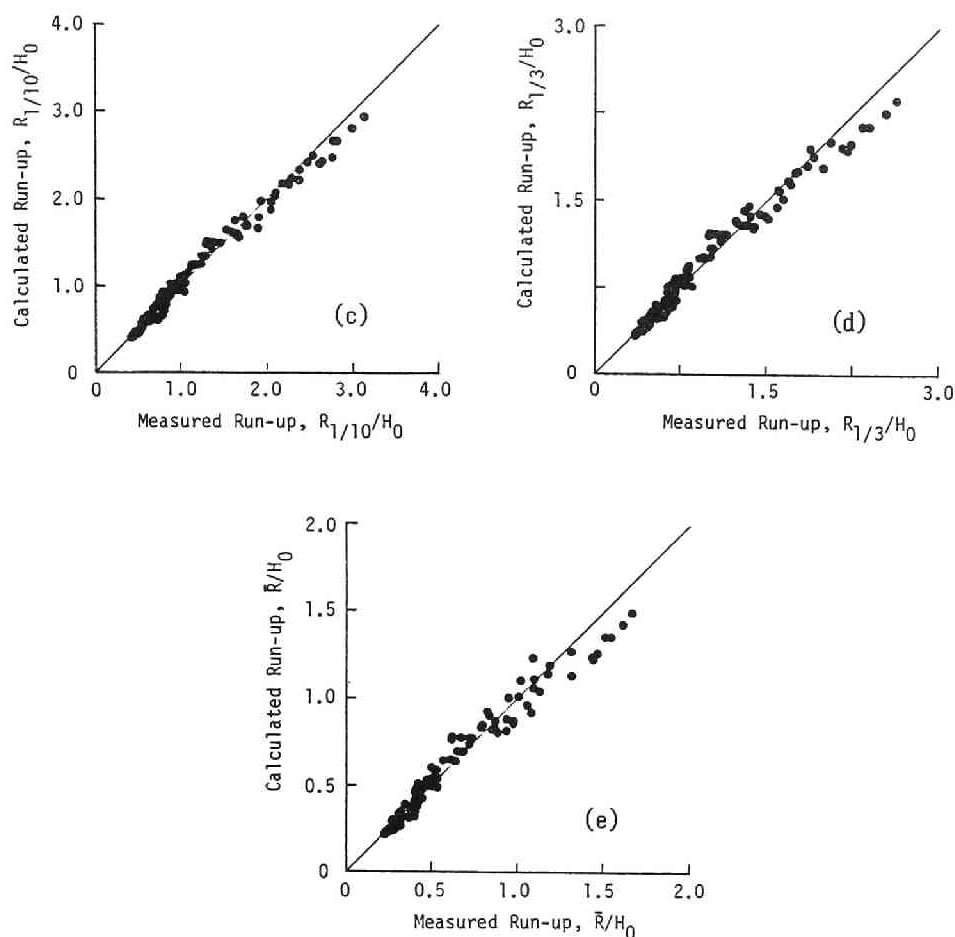


図-3.3.8 遡上高の算定値と実測値の比較 ((a) R_{\max} ,
(b) R_2 , (c) $R_{1/10}$, (d) $R_{1/3}$, (e) \bar{R})

第5節 結 言

本章は、エネルギースペクトルは同じでも、波群特性が異なる不規則波を用いて、緩勾配斜面上の不規則波の遡上特性を、波別解析法によって調べたものである。

第2節では、実験装置と実験方法を説明した。遡上計は、現地波浪観測用の容量式波高計を利用して製作した。それを模型海浜に設けたスリット部にはめ込み、容量線と斜面表面が同じ高さになるように設置し、遡上波形(打線変動)を計測した。用いた不規則波は、第2章で示した Groupiness Factor の大きい Case 1 と小さい Case 2 のシミュレーション波である。これは、遡上高に及ぼす入射波の波群特性の影響を検討することを一つの目的としたからである。

第3節では、個々の遡上波を crest 法で定義し、それらの統計的な特性を調べた。主な結果は次の通りである。

(1) 海底勾配が緩くなるにつれ、また沖波波形勾配が大きくなるにつれて、遡上波の数は入射波の数に比べて減少する。遡上波の数の入射波の数に対する比は surf similarity parameter できれいに整理することができる。また、その比に及ぼす入射波の波群特性の影響はみられない。

(2) 相対遡上高は、沖波波形勾配が大きくなるにつれ、両対数紙上でほぼ直線的に減少し、一方、海底勾配が大きくなるにつれ直線的に増加する。

(3) 波の遡上高は、戻り流れが小さいとき（すなわち、前の波の遡上高が小さいとき）に大きく、その戻り流れによって後続の波の遡上高は小さくなる。そのため、最大遡上波は前後に大きな遡上波を伴って出現することはまれで、最大遡上波は単独で現われることが多い。

(4) 最大遡上高についてみると、Groupiness Factor の大きい波群化した不規則波の方が、あまり波群化していない波の場合より約 10 %大きくなるが、有義遡上高あるいは平均遡上高で整理してみると、その差はほとんどなくなる。緩勾配斜面の場合には、斜面上での碎波変形により、遡上する前にすでに入射波の波群特性の差がほとんどなくなっているのが原因である。

第4節では、今回の実験結果を統一的に表現できる実験公式を提案した。この提案式は surf similarity parameter の関数となっており、非常に簡単な形をしている。

参考文献

- 1) Huntly, D.A., R.T. Guza and A.J. Bowen : A universal form for shoreline run-up spectra, Jour. Geophys. Res. Vol.82, No.18, pp.2577-2581, 1977.
- 2) Guza, R.T. and E.B. Thornton : Swash oscillation on a natural beach, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.483-491, 1982.
- 3) Saville, T. Jr.: An approximation of the wave run-up frequency distribution, Proc.8th Coastal Eng. Conf., pp.48-59, 1962.
- 4) Battjes, J.A.: Run-up distribution of waves breaking on slopes, Proc. ASCE, Vol.9, No.WW1, pp.91-113, 1971.
- 5) 榎木 亨・岩田好一朗・森野彰夫：緩斜面上への波の遡上特性について，第23回海岸工学講演会論文集，pp.164-169，1976.
- 6) 土屋義人・河田恵昭・矢下忠彦：波のそ上に及ぼす粗度および透水性の効果，第25回海岸工学講演会論文集，pp.160-164，1978.
- 7) Hunt, I.A.: Design of seawalls and breakwaters, Proc. ASCE, Vol.85, No.WW3,

pp.123-152, 1959.

- 8) Chue,S.H.: Wave run-up formula of universal applicability, Proc. Instn. Civ. Engrs., Part 2, pp.1035-1041, 1980.
- 9) Goda,Y.: On wave groups, Proc. BOSS '76, Vol.I, pp.115-128, 1976.
- 10) Carstens,T., A.Torum and A.Traetteberg: The stability of rubble mound breakwaters against irregular waves, Proc.10th Coastal Eng. Conf., pp.958-971, 1966.
- 11) Johnson,R.R., E.P.D.Mansard and J.Ploeg: Effects of wave grouping on breakwater stability, Proc.16th Coastal Eng. Conf., pp.2228-2243, 1978.

第4章 スペクトル解析法に基づく不規則波浪の遡上特性の解析

第1節 概 説

不規則波浪の遡上特性を調べる方法としては、波別解析法とスペクトル解析法がある。海岸構造物の天端高あるいは養浜工の高さを決定するといった工学的観点からは、主として波別解析法が使われる。一方、スペクトル解析法は入射波と遡上波の動的相互関係、あるいは遡上波それ自体のスペクトル特性を調べるのに用いられる（たとえば、Webber-Bullock¹⁾、Waddell²⁾、Sutherland-Sharma-Schemdin³⁾、Huntly-Guza-Bowen⁴⁾、Guza-Thornton⁵⁾、水口・苅部・掘田⁶⁾）。

Huntlyらは、4地点の現地海浜（前浜勾配は $1/8 \sim 1/15$ ）における4種類の遡上波のスペクトルを解析し、高周波数領域でのエネルギー密度は周波数の -4 乗、すなわち、 f^{-4} に比例することを示した。この現象を、規則波の場合に入射波の振幅がある値を越えると、入射波振幅に関係なく、汀線における波の振幅は一定となるという実験結果と関連づけて説明した。また、遡上波スペクトルの低周波数領域の成分は、斜面上の重複波あるいはエッジ波によるものと考えた。

Guzaらは、前浜勾配が $1/20 \sim 1/30$ の現地海浜において、種々の入射波の条件のもとで遡上波を計測し、そのスペクトルを解析した。その結果、高周波数領域では入射波の条件にかかわらずエネルギーの飽和現象が見られること、その領域でのスペクトル形は f^{-3} であって、Huntlyらの f^{-4} とは異なることを示した。そして、彼らはこの差異は、観測地点の海底勾配や透水性の相違によると考えた。しかし、Guzaらの遡上波のスペクトルに関する理論的考察は、Huntlyらと同様であり、それによるとむしろ f^{-4} となる。また、入射波のエネルギーの変化は遡上波スペクトルの低周波数領域のエネルギー密度の変化として現われ、これは碎波限界以下の重複波の振幅の変化によると考えた。

水口らは、前浜勾配が約 $1/10$ の現地海浜での遡上波スペクトル1種類を解析し、高周波数領域では f^{-4} となること、また低周波数領域は重複波によることを述べている。

現地観測の場合には、海浜地形の複雑さや波浪条件が限られるなどの制約があり、また計測も難しく、測定精度も問題となる。本研究は、本編第3章で得られた実験資料を用いて、種々の不規則波の条件のもとでの一様勾配海浜（今回の条件は Huntlyら、Guzaらおよび水口らが遡上波を計測した現地海浜の前浜勾配を含む）における遡上波のスペクトル特性を詳細に調べるものである。すなわち、高周波数領域でのエネルギーの飽和現象の有無とスペクトルの平衡勾配、低周波数領域のエネルギー密度の変化の原因、スペクトルに及ぼす海底勾配の影響について調べる。また、遡上波スペクトルの特性について、従来の考察とは異なる立場から議論す

る。

第2節では、実験で得られた遡上波形とそのスペクトルを示し、その主な特徴を調べる。

第3節では、実験結果を解析して得られる遡上波のスペクトル特性を考察する。まず、従来の知見を簡単に示し、続いて、非線形長波理論によると遡上波先端の軌跡は放物波形となること、実験で得られた1波ごとの遡上波形を見ても放物波形に近いことから、遡上波スペクトルの特徴はこの放物波形の特徴によるとの新しい観点に立って、遡上波のスペクトル特性の説明を試みる。

第4節では、遡上波スペクトルに及ぼす海底勾配の影響を検討する。

第5節は、本章の結果を整理して結びとする。

第2節 遡上波形および遡上波のスペクトル特性の解析

2-1 解析に用いる実験資料

解析に用いる実験資料は、本編第3章の実験で得られたもののうち、Groupiness Factor が大きい Case 1 の遡上実験の結果であり、各海底勾配に対して全部で16 ケースである。なお、緩勾配海浜においては、斜面上での波の碎波により、遡上特性に及ぼす波群特性の影響が少なくなることがわかったので、スペクトル特性の解析に当っては Case 1 の実験資料だけを用いることにしたものである。

2-2 遡上波形とそのスペクトル

(1) 遡上波形

図-3.4.1 は、水深が 5cm の地点の水位波形と、遡上波形（静水位からの鉛直変動に直してある）の例を示したものである。(a) は海底勾配が 1/5, (b) は 1/10 の場合である。入射波の条件は、ピーク周波数が 0.6Hz で、そのうち波高が最も大きなものである。 図-3.4.1

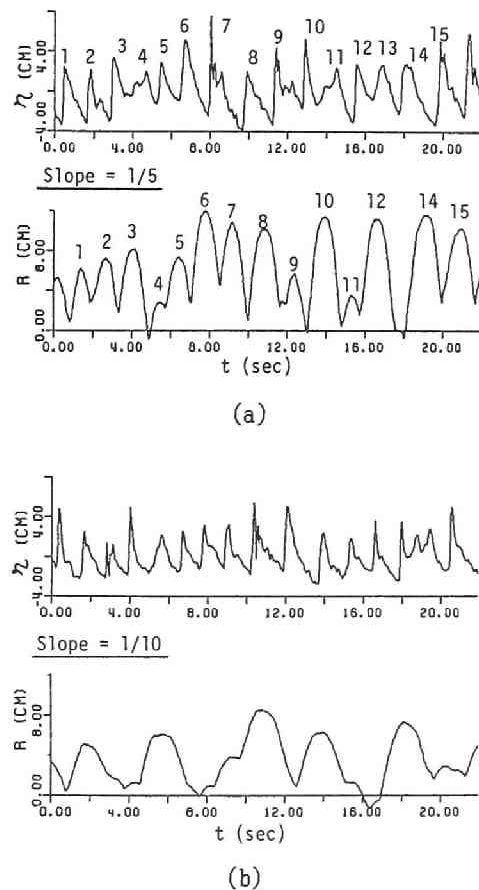


図-3.4.1 水位波形と遡上波形の例
(a) 海底勾配1/5, (b) 1/10

(a) の比較的急勾配の場合には、汀線に入射する波がほぼ 1 波ずつ打ち上がり、入射波と遡上波の対応がはっきりしている（図中に対応する波と遡上波を同じ番号で示してある）。また、個々の遡上波の波形は放物線で近似できるようなのである。Waddell は、打ち上げ波の厚さの時間変化についての観測結果を、遡上波先端の動きが放物線で与えられるとしたときの計算結果と比べ、両者は定性的に合うことを示した。なお、斜面上の重複波による遡上波形は正弦波となる。

図-3.4.1(b) のように海底勾配が緩くなると、ある波が遡上し始めてから最高点に達し、その後戻ってくる 1 サイクルの時間が長くなり、次の打ち上げ波と干渉するようになる。ある波は前波の戻り流れが大きくて遡上できない場合や、遡上して最大点に達する前に次の波に追いつかれ、吸収されてしまう場合もあるので、遡上波の数は入射波の数より少なくなる（第 3 章 図-3.3.4 参照）。岩田⁷⁾ も同様なことを指摘している。

(2) 遡上波のスペクトル

図-3.4.2 は遡上波のスペクトルの例を、水深 45cm の地点の入射波のスペクトルとともに示したものである。海底勾配は 1/10 である。入射のピーク周波数は 0.6 Hz で、波高の大きさ、すなわち、エネルギーレベルは 3 通りに変えてある。この図は、入射波のエネルギーレベルを変化させた場合、遡上波のスペクトルがどのように変化するかを調べたものである（図中に対応する入射波と遡上波のスペクトルを同じ番号で示している）。遡上波のスペクトルの計算に当っては、データ数 8 192, ナイキスト周波数 12.5 Hz, 自由度 42, 分解周波数 0.064 Hz とした。入射波のスペクトルは、生のスペクトル値を 41 個ずつ移動平均し、0.064 Hz ごとにプロットしてある。

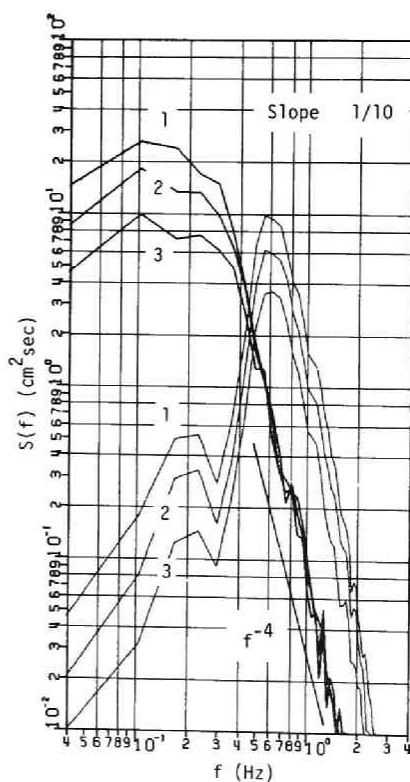


図-3.4.2 入射波と遡上波のスペクトルの例
（対応する入射波と遡上波のスペクトルを同じ番号で示してある）

この図から、高周波数領域では、入射波のエネルギーレベルにかかわらず

遡上波のスペクトルには飽和現象が見られ、その領域では f^{-4} となっていること、低周波数領域では、入射波のエネルギーが大きくなると、遡上波のエネルギー密度が大きくなること、がわかる。その他の実験ケースも同様である。

図-3.4.3 は、各海底勾配ごとに、入射波のピーク周波数が $0.4 \sim 1.2\text{Hz}$ の波高が最も大きい6ケースの不規則波による遡上波のスペクトルを、まとめて図示したものである。(a) は海底勾配が $1/5$, (b) は $1/10$, (c) は $1/20$, (d) は $1/30$ である。これらの図から、海底勾配が $1/30$ の場合のただ一つのケースを除いて、急勾配から緩勾配に至るまで、入射波の特性にかかわらず高周波数領域では f^{-4} となる飽和現象が見られること、低周波数領域で入射波の特性の差が現われること、緩勾配になるほど遡上波のエネルギーが低周波数側に移行していくことがわかる。こうした傾向は、Guzaらの結果（ただし、飽和現象は見られるが、 f^{-3} となっている）および岩田の論文の 図-16（ただし、高周波数領域で f^{-4} となっているが、その領域でエネルギーは飽和していないようである）にも見られる。

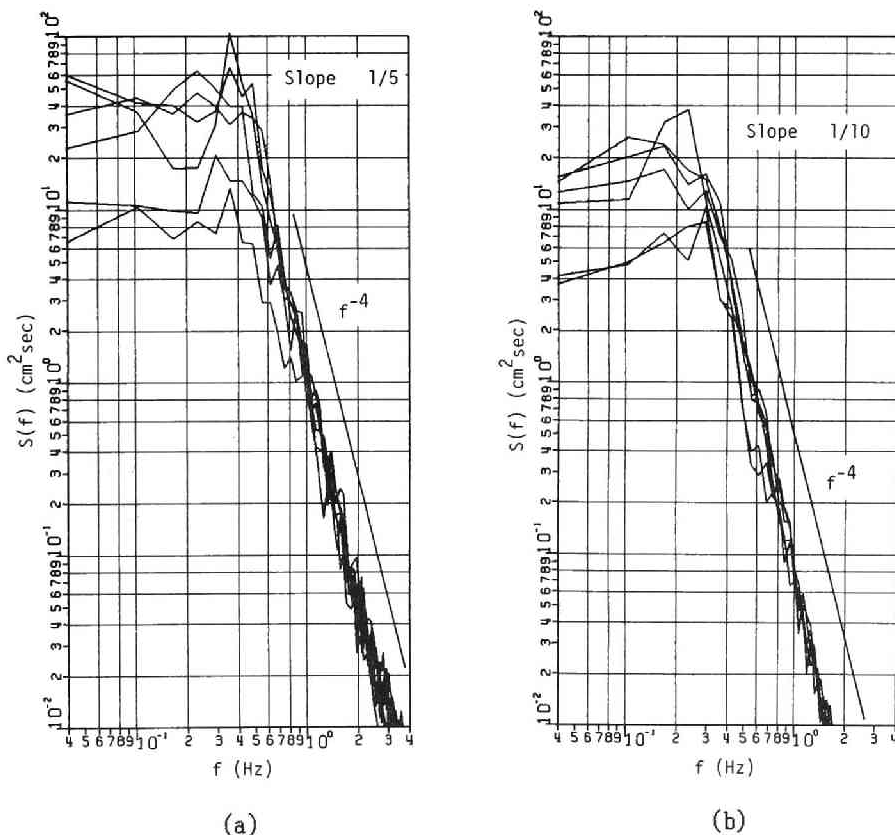
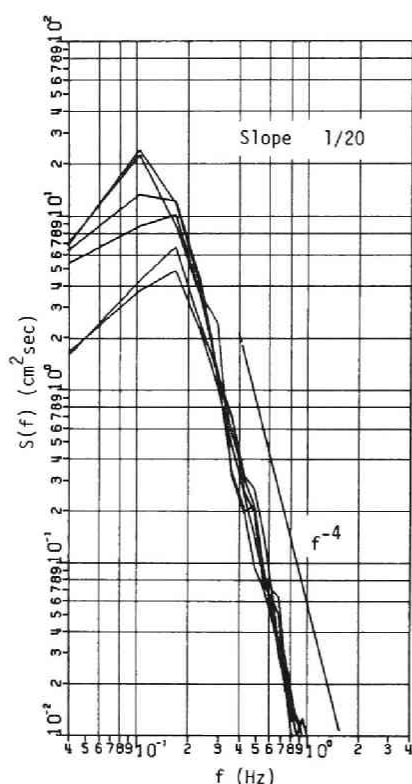
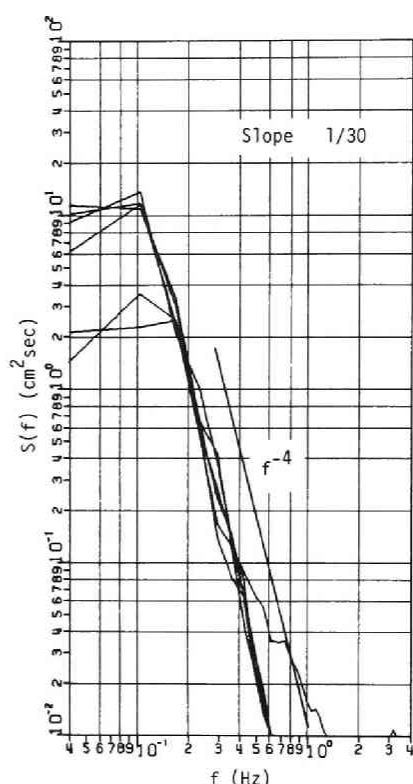


図-3.4.3 各海底勾配ごとの遡上波のスペクトル
(a) 海底勾配 $1/5$, (b) $1/10$, (c) $1/20$, (d) $1/30$)



(c)



(d)

図-3.4.3 (つづき)

第3節 遡上波のスペクトル特性に関する考察

3-1 従来の考察

Huntlyらおよび Guzaらは、静水位汀線における規則波の振幅に関する Miche の仮説および実験結果に基づいて、不規則波の遡上波のスペクトルを以下のように考察している。

次式で表わされる無次元パラメーター ϵ は斜面上での波の特性を表わすのに重要なパラメーターである。

$$\alpha \omega^2 / g \beta^2 = \epsilon \quad (3.4.1)$$

ここで、 α は波の振幅、 ω は角周波数、 g は重力加速度、 β は海底の傾斜角度（ラジアン）である。 ϵ_s （添字's'は静水位汀線における値を示す）の値は、碎波限界値 ϵ_{sc}

に達すると、一定値をとるという実験結果が報告されている。ただし、その一定値は Battjes⁸⁾によると約 1.26 , Guza-Bowen⁹⁾によると 3 ± 1 , Van Dorn¹⁰⁾によると 2 ± 0.3 と異なっている。ここで述べている打線における波の振幅とは、鉛直方向の打線変動の最大値と最小値の差を 1/2 倍したもの、すなわち遡上波の振幅である。

式(3.4.1)を用いると、遡上波のエネルギー密度は、

$$S(\omega)d\omega \sim \varepsilon_s^2 g^2 \omega^{-4} \quad (3.4.2)$$

となり、角周波数の -4 乗に比例すること、 ε_s が一定ならば飽和していることを示している。

Huntlyらは遡上波のスペクトルを $S(f) = (\varepsilon_s^2 g \beta^2 / (2\pi f))^2$ と表わし、 f^{-4} となる領域の周波数幅 Δf を用いると、 $\varepsilon_s^2 (\Delta f)^{1/2}$ がほぼ 1.0 となり、Battjes による規則波の ε_s^2 に対応することを述べている。これによると Δf が変われば、 ε_s^2 も変わることになる。

Guzaらは、入射波のある周波数以上の成分波は完全に碎波し、その周波数領域では遡上波のエネルギー密度は式(3.4.2)のように飽和しており（ただし、現地観測によると f^{-3} となっている）、一方、遡上波スペクトルの低周波数領域の成分は斜面上の重複波によるものと考えている（この点は水口らも同様）。入射波のエネルギーが増加した場合、遡上波の高周波数成分はすでに飽和しているので変化せず、まだ飽和状態に達していない低周波数成分のエネルギー密度が増加する（斜面上で形成されている重複波が碎波に至るまで振幅が増加する）ものと考えている。

3-2 放物波形モデルに基づく考察

(1) Shen-Meyer および Freeman-Méhauté の理論による遡上する波の先端軌跡

Shenら¹¹⁾ および Freemanら¹²⁾ は非線形長波理論を特性曲線法で解き、ドライベットを遡上する波の先端の軌跡を求めている。

Shenらによると、段波の遡上先端軌跡は次のように与えられる。

$$R(t) = u_0 \tan\theta \cdot t - \frac{1}{2} g \tan^2\theta \cdot t^2 \quad (3.4.3)$$

ここで、 $R(t)$ は遡上先端の鉛直方向の変位（ドライベットへの遡上開始点を時間の原点とし、鉛直上向きを正とする）、 u_0 は静水位打線における段波の流速、 $\tan\theta$ は海底勾配、 t は時間である。

Freemanらによると、遡上する波の先端の特性曲線に後から追いつく特性曲線が存在せず、また底面の摩擦を考慮したときの遡上波先端の軌跡は、式(3.4.3)と同様の形で示すと、次のようになる。

$$R(t) = u_0 \tan\theta \cdot t - \frac{(\tan\theta + f/\alpha^2)g}{2(1+2\alpha)(1+\alpha)} \tan\theta \cdot t^2 \quad (3.4.4)$$

ここで、 α は波の先端条件に現われる係数、 f は摩擦係数である。摩擦のない場合は下線部が0となり、式(3.4.3)と一致する。岩垣・井上・大堀¹³⁾も同様の式を誘導している。

式(3.4.3)および式(3.4.4)によると、遡上波先端の軌跡は放物波形である。

(2) 放物波形のスペクトル

式(3.4.3)で表わされる $R(t)$ をフーリエ級数で表わすと、次のようになる。

$$R(t) = \frac{1}{12} T^2 g \tan^2\theta - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2g \tan^2\theta}{(2n\pi/T)^2} \cos \frac{2n\pi t}{T}, \quad 0 \leq t \leq T \quad (3.4.5)$$

ただし、 $T = 2u_0 / (g \tan\theta)$ は遡上の1サイクルの時間である。

式(3.4.5)より成分波のエネルギー密度は次のようになる。

$$S(f)df \sim 4g^2 \tan^4\theta f^{-4}, \quad f = n/T \quad (3.4.6)$$

これは単に一つの放物波形をフーリエ級数展開して得られる結果であるが、遡上波形が1サイクルの周期の異なる放物波形が重なり合っているような場合も、遡上波のエネルギー密度は周波数の -4 乗に比例することを予想させる。

(3) 数値シミュレーションによる遡上波のスペクトル特性

ここでは、図-3.4.4のように、時刻 t_n において打ち上げ速度 u_{0n} をもつ式(3.4.3)の放物波形の重ね合わせを考える。その場合遡上波形は図中の実線とし、そのスペクトルを調べる。

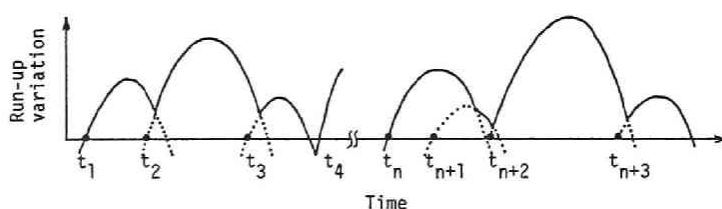


図-3.4.4 遡上波のシミュレーション

実際の計算に当っては、海底勾配を $1/5$, $1/10$, $1/20$ および $1/30$ とした。また、データ数は 8 192, 時間間隔は 0.04 秒とし、時間長さを 327.68 秒とした。遡上の始まる時刻 t_n は、一様乱数を用いて時間軸上に一様に分布するようにした。その個数 N は海底勾配が $1/5$ では 1500, $1/10$ では 500, $1/20$ では 300, $1/30$ では 200 とした。また、 t_n から遡上を始める際の打ち上げ速度 u_{0n} は、平均値が 100cm/sec, 標準偏差が 40cm/sec の正

規乱数を発生させ、これらの値に倍率 0.8, 0.9 および 1.0 をかけた 3 ケースを用いた。これは入射波のエネルギーレベルを変化させた状況を想定したものである。

以上のようにして、波の個数や打ち上げ速度の決め方は物理的ではないが、大きさの異なる放物波形を重ね合わせることにした。図-3.4.5 はシミュレートした遡上波形の例を示したもので、海底勾配は 1/10 の場合である。

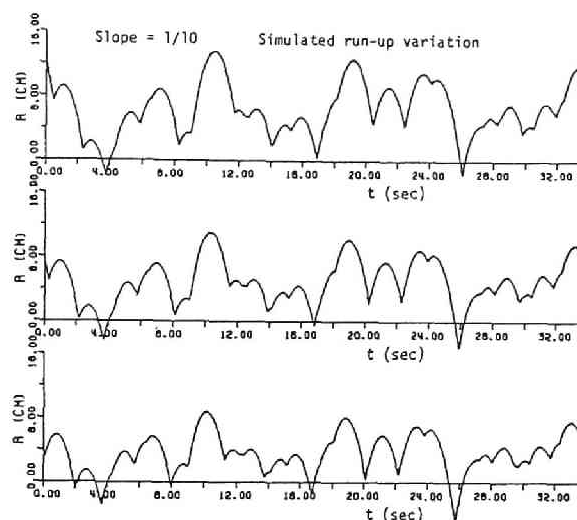


図-3.4.5 シミュレーションによる打ち上げ速度を 3 通りに変化させた場合の遡上波形（海底勾配が 1/10 の場合）

図-3.4.6 はシミュレーションによる遡上波のスペクトルを示したもので、(a) は海底勾配が 1/5, (b) は 1/10, (c) は 1/20, (d) は 1/30 である。これらの図から次のことがわかる。(d) の周波数が 0.5 Hz 以上の領域を除いて、高周波数領域はスペクトル形が f^{-4} となっている。低周波数領域で、打ち上げ速度 u_{0n} の増加に対して遡上波のエネルギー密度が増加する。打ち上げ速度が大きくなると、小さな遡上波（放物波形）が大きな遡上波に含まれてしまい、低周波数成分のエネルギー密度が増加することになる。これは図-3.4.2 に対応するものである。

重要な点は、何ら重複波を形成するような長周期成分がないにもかかわらず、図-3.4.6 の低周波数領域のスペクトル形は、図-3.4.3 の実験結果に見られるような、低周波数領域のスペクトルと同様の形状を示すことである。このことは、遡上波スペクトルが f^{-4} からはずれ、入射波のエネルギー変化に対応してエネルギー密度が変化する低周波数領域の成分は、すべてが重複波（場合によってはエッジ波）によるものではなく、遡上波の干渉による長周期

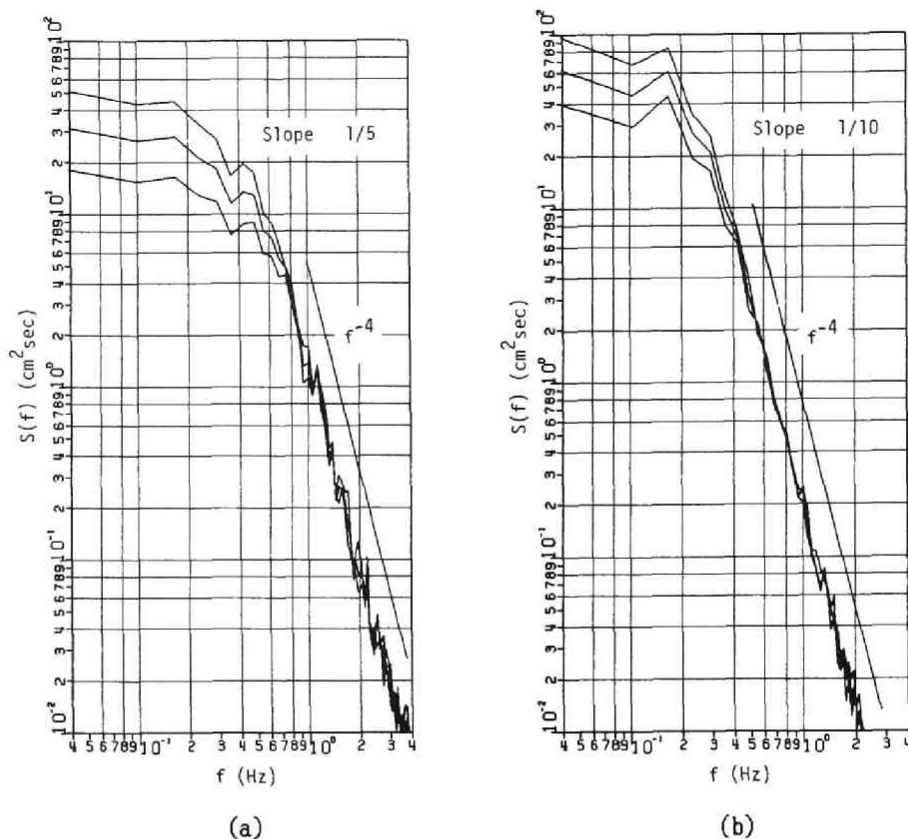
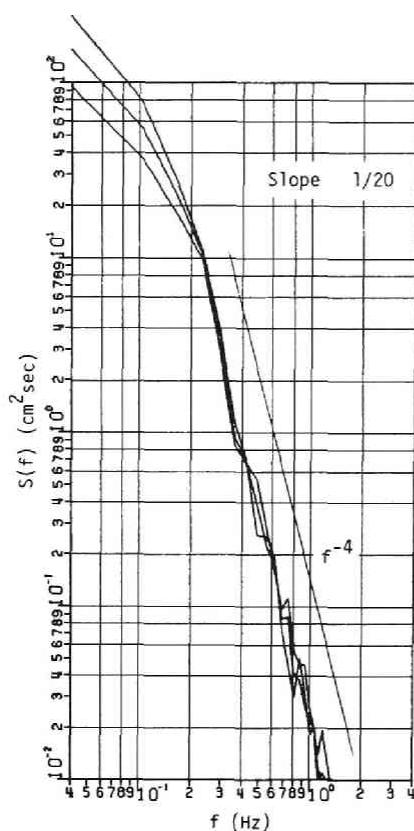


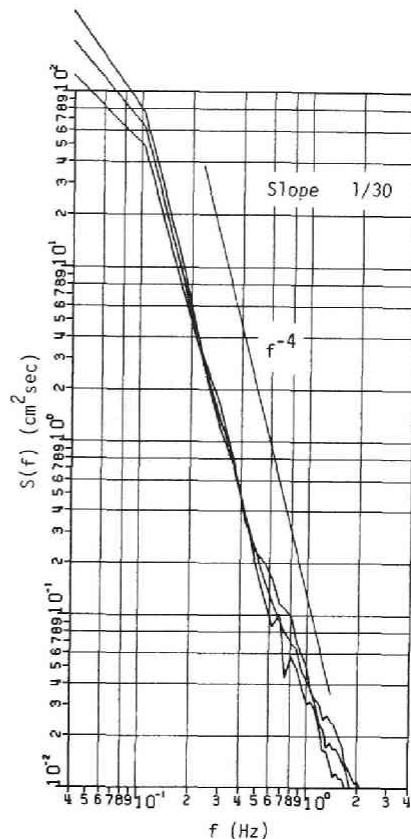
図-3.4.6 各海底勾配ごとのシミュレーションによる遡上波のスペクトル
 ((a) 海底勾配 1/5, (b) 1/10, (c) 1/20, (d) 1/30)

成分もかなり重要であることを意味している。

今回のシミュレーション結果により、遡上波のスペクトル形は高周波数領域で f^{-4} となり、低周波数領域は遡上波の干渉によりエネルギー密度の変化が見られることがわかったが、飽和現象は明らかにできなかった。図-3.4.6 にはエネルギーの飽和現象が見られているが、放物波形の個数 N を増加すると、放物波形相互の重なり合う時間が長くなり、遡上波形のトラフの値が大きくなることになる。一方、クレストの値はほとんど変化しないので、全振幅が小さくなり、その結果、エネルギー密度が小さくなる。遡上波のスペクトルの飽和現象は、今回のシミュレーションのように単に放物波形の重ね合わせのみではなく、来襲する波との関連および戻り流れ¹⁴⁾ を考慮して説明しなければならない。



(c)



(d)

図-3.4.6 (つづき)

第4節 遡上波のスペクトルに及ぼす海底勾配の影響

式(3.4.2) および(3.4.6) から、飽和領域での遡上波のエネルギー密度は海底勾配の4乗に比例することが予想される。

図-3.4.7 は両対数紙の横軸に海底勾配、縦軸にエネルギー密度をとり、周波数が約 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 Hzの実験で得られた遡上波スペクトルの飽和領域におけるエネルギー密度の値16個を、平均値と標準偏差で表わしたものである。この図から、各周波数成分のエネルギー密度は海底勾配が増加するにつれて増加すること、またその変化は図中に示した勾配が4の直線でほぼ表わされることがわかる。このことより、遡上波のスペクトルは海底勾配の4乗に比例することが確かめられた。

また、今回の実験条件である海底勾配が $1/5$ から $1/30$ の範囲では、飽和領域でのスペクトルの平衡勾配はすべて -4 であり、海底勾配の影響は見られないことが、図-3.4.3 からわかる。したがって、高周波数領域におけるスペクトルの平衡勾配についての観測結果が、Huntlyらは -4 （海底勾配が $1/8 \sim 1/15$ の場合）、Guzaらは -3 （海底勾配が $1/20 \sim 1/30$ の場合）のように異なる原因は、海底勾配以外のものであることがわかった。

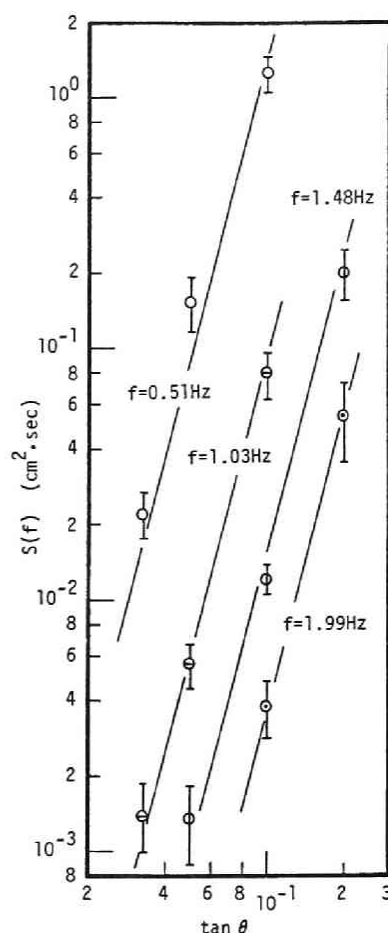


図-3.4.7 遡上波スペクトルの飽和領域におけるスペクトル密度と海底勾配の関係

第5節 結 言

第3章で得られた実験資料を用いて、遡上波（汀線変動）のスペクトル特性、すなわち、高周波数領域でのエネルギーの飽和現象の有無とスペクトルの平衡勾配、低周波数領域のエネルギー密度の変化の原因、スペクトルに及ぼす海底勾配の影響について解析した。また、Shenらおよび Freemanらの理論によると、遡上波先端の軌跡は放物波形となること、実験で得られた1波ごとの遡上波形を見ても放物波形に近いことから、遡上波スペクトルの特徴はこの放物波形の特徴によるとの観点に立ち、まず単一放物波形のスペクトルについて考察し、次に放物波形を重ね合わせる遡上波のシミュレーションを行い、その波形のスペクトルの特徴を検討した。

主要な結果は、次のとおりである。

- (1) 単一放物波形のエネルギー密度は、周波数の -4 乗、また海底勾配の 4 乗に比例する。
- (2) 放物波形を重ね合わせる遡上波の数値シミュレーションから、遡上波のスペクトル形は高周波数領域では f^{-4} となること、打線における打ち上げ速度を変化させると、遡上波スペクトルの低周波数領域のエネルギー密度が変化することがわかった。
- (3) 固定床滑面の実験結果を解析して得られた遡上波スペクトルは、高周波数領域はエネルギーは飽和しており、また、海底勾配が $1/5 \sim 1/30$ の範囲では、海底勾配にかかわらず周波数の -4 乗、すなわち、 f^{-4} の形で表わされる。したがって、HuntlyらとGuzaらの観測結果が f^{-4} と f^{-3} と異なる原因は海底勾配によるものではない。
- (4) 飽和領域での遡上波のエネルギー密度の実験結果は、海底勾配の 4 乗に比例している。
- (5) 入射波のエネルギーの変化は、遡上波スペクトルの低周波数領域のエネルギー密度の変化として現われる。

参考文献

- 1) Webber, N.B. and G.N. Bullock: A model study of the distribution of run-up of wind-generated waves on sloping sea wall, Proc. 11th Coastal Eng. Conf., pp. 870-887, 1968.
- 2) Waddell, E.: 自然海浜における打上げ波の特性に関する現地観測, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 545-551, 1968.
- 3) Sutherland, A.J., J.N. Sharma and O.H. Shemdin: Wave run-up on a simulated beach, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., pp. 752-766, 1976.
- 4) Huntly, D.A., R.T. Guza and A.J. Bowen: A universal form for shoreline run-up spectra, Jour. Geophys. Res. Vol. 82, No. 18, pp. 2577-2581, 1977.
- 5) Guza, R.T. and E.B. Thornton: Swash oscillation on a natural beach, Jour. Geophys. Res., Vol. 87, No. C1, pp. 483-491, 1982.
- 6) 水口 優・刈部好伸・堀田新太郎: 現地海浜における遡上波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 109-113, 1983.
- 7) 岩田好一朗: 斜面上への不規則波のそ上, 水工学に関する夏期研修会講義集, B-3, 1982.
- 8) Battjes, J.A.: Surf similarity, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., pp. 466-480, 1974.
- 9) Guza, R.T. and Bowen, A.J.: Resonant interactions for waves breaking on a beach, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., pp. 560-579, 1976.
- 10) Van Dorn, W.G.: Breaking invariants in shoaling waves, Jour. Geophys. Res.,

Vol.83, No.C6, pp.2981-2987, 1978.

- 11) Shen, M.C. and R.E. Meyer: Climb of a bore on a beach. Part 3. Run-up, Jour. Fluid Mech., Vol.16, pp.113-125, 1963.
- 12) Freeman, J.C. and B.L. Méhauté: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol.90, No.HY2, pp.187-216, 1964.
- 13) 岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一：のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究，第13回海岸工学講演会講演集，pp.198-205，1966.
- 14) 木村 晃・瀬山 明・若狭 聡：波のうちあげ高におよぼす流れの効果，第29回海岸工学講演会論文集，pp.380-384，1982.

結 論

海岸・海洋構造物の設計に当っては、波の不規則性を基本的特性としてとらえ、その特性を設計に取り入れなければならない。そのためには、不規則波浪の特性を詳細に知る必要がある。この研究は、これまであまり調べられていないで、近年注目を浴びてきた波群特性を中心に、浅海域における不規則波浪の諸特性を調べたものである。波群特性の海岸工学的意義については、諸論において具体例を挙げて説明した。以下、この研究の主要な結果をまとめて、本論文の結論とする。

第1編では不規則波浪の波群特性を取り扱い、その第1章では、研究の目的を述べた。

第1編第2章では、波群に関する従来の研究を統計的研究と力学的研究に分けて整理した。

第1編第3章では、深海域および一定水深の浅海域における単一波群の非線形伝播特性について、水理実験ならびに3次のオーダーの非線形 Schrödinger 方程式の数値計算の両面から検討した。その結果、包絡波形の振幅の値そのものは実験結果の方が数値計算結果より小さくなるが、最大振幅が図の上で同じ長さになるようにプロットすると両者は良く一致すること、sin 型波群は安定ではなく、伝播に伴ってその包絡波形が変化し、 $kh > 1.36$ の場合には包絡ソリトンが形成され、 $kh < 1.36$ の場合には波群は扁平化していくこと、水深が 50cm で安定であるようにシミュレートした包絡ソリトンは、50cm の一定水深領域を伝播しても変形しないが、水深が 30cm や 15cm の一定水深領域を伝播すると変形し、その場合 $kh > 1.36$ であれば、その水深に対して安定な包絡ソリトンが形成されるが、 $kh < 1.36$ の場合には包絡ソリトンは扁平化することを明らかにした。

第1編第4章では、水理実験によって不規則波浪の伝播に伴う波群特性の変化を調べ、その変化特性を考察した。まず、不規則波の特定の波群に注目し、その包絡波形の伝播に伴う変化を、実験および非線形 Schrödinger 方程式の数値計算の両面から検討した。そして、 $kh < 1.36$ (kh は有義波を用いて算定した) の場合には、伝播に伴い波群が扁平化することを明らかにした。次に、波の連なりを SIWEH で表わし、相互相関解析によってその波形の伝播特性を調べた結果、SIWEH 波形の伝播速度はスペクトルのピーク周期あるいは有義波周期から計算される群速度とほぼ等しいこと、 $kh < 1.36$ の場合、同じ無次元伝播距離 kx に対して、 kh が大きいほど SIWEH 波形の変化が大きいこと、また初期 SIWEH 波形が平坦な不規則波の方が伝播に伴う SIWEH 波形の変化が大きいことを示した。続いて、波群化の程度を表わす代表量として、Groupiness Factor と波高の平均連長を取り上げ、波の伝播に伴うそれらの変化傾向を調べ、 $kh < 1.36$ の場合には不規則波を構成する波群が扁平になっていくこと、 $kh > 1.36$ の場合には波群化が進むことを明らかにした。最後に、波のエネルギー・スペクトルの変化について調べ、 $kh > 1.36$ の場合には、伝播距離の増加に伴いスペクトルのピーク周波数のエネルギー

ギー密度が減少するが、それにかわって低周波数モードのスペクトル密度が増加し、新たにスペクトルのピークとなるという現象が見られることを示し、この現象は波の変調不安定性に起因するものであることを説明した。

第1編第5章では、まず波の変調不安定という力学的な観点から現地波浪の波群特性を考察した。具体的には、波群特性を表わす統計量として波の振幅変調周期を取り上げ、その実測値と非線形波動理論の一つである Zakharov 方程式を用いて算定した波の振幅変調周期を比較・検討した。その結果、搬送波として平均波の諸元を用いて算定した振幅変調周期は、実測値とかなり良く一致しており、高波の繰返しあるいは風波の場合には変調不安定現象が内在していることを説明した。次に、第1編第3章および第4章の波群の非線形伝播変形の実験結果および数値計算結果を基にして、コスタリカで観測されたうねりの波群構造について考察したところ、次のことが見出された。すなわち、狭帯域スペクトルのうねりが深海域を長距離伝播する過程で包絡ソリトンの波群構造が形成される。そして、この波群が浅海域に入り伝播していくうちに、それぞれの包絡ソリトンは振幅が減少し、また幅が広がって、扁平な波群が連なったため、よく知られているようにこのうねりの波高の連長が大きくなったものである。

第2編では不規則波浪の浅水・碎波変形特性を調べた。その第1章では研究の目的を述べ、第2章では、一様勾配海浜の浅海域における波群特性の変化を含めた不規則波浪の浅水・碎波変形特性を調べた。また、不規則波の波高変化計算法を提案し、実験結果と計算結果を比較してその妥当性を確かめた。波高変化計算モデルは、不規則波の個々波の浅海における波高変化は同じ波高と周期を持つ規則波のそれに等しいと仮定して計算し、各個々波の計算結果を加え合わせて不規則波の代表波高あるいは波高分布を推定するものであるが、碎波前の波高変化の計算には微小振幅波理論を用いた方が良いこと、サーフビートを考慮しなければならないこと、周期の分布を考えず有義波周期で代表させてもよいことがわかった。スペクトルを調べると、水深の減少とともにピーク付近のエネルギー密度の減少、高周波数成分およびピーク周波数の 0.5 倍以下の低周波数成分のエネルギー密度の増加が見られることがわかった。沖波有義波高で無次元化した代表波高は、同じ水深波高比に対しては、沖波波形勾配が小さいほど大きくなる。同じ沖波波形勾配に対しては、海底勾配が急なほど大きくなり、また波高の最大値が現われる水深波高比は小さくなる。代表波高および波高の頻度分布について、実験結果と計算結果は良く一致することがわかった。浅海域における有義波周期は、水位変動からサーフビート成分を除いて求めるか、除かないで求めるかでかなり異なり、前者の方法では沖での有義波周期に比べてあまり変化しない（最大で10%以内）が、後者の方法では沖での値の2倍以上になる。水深の減少に伴う skewness の変化曲線は上に凸の曲線となる。波高の平均連長が極大となる地点は skewness が極大となる地点と同じである。ここでは Groupiness Factor は減少しているので、この付近の波群は水深の深い地点での波群に比べて扁平化している。水深

波高比が 0.6 から 0.8 の地点は平均連長も Groupiness Factor も極小となり、波群現象は最も目立たなくなっている。

第2編第3章では、複合断面の海浜における不規則波浪の浅水・碎波変形特性を調べた。また、一様勾配海浜における不規則波の波高変化計算法を拡張して、複合断面海浜に対する波高変化計算法を提案した。主な結果は次の通りである。バー型海浜では、波高変化に関する計算結果と実験結果は良く一致し、ここで提案した波高変化計算法はかなり有効であることを示した。ステップ型海浜の場合には、計算結果と実験結果の波高変化の傾向が若干異なる。ここで用いた碎波限界式では、一定水深が始まる地点以前で波が碎波条件を満たさなければ、一定水深の全領域にわたって碎波条件を満たさないで、一定水深領域のある地点で碎波することを表現できない。計算では、順勾配地形と一定水深地形の接続点で碎波条件を満たした場合に、その接続地点から波高減衰の計算をするため、一定水深に入ってから波高は一旦減少し、その後あまり変化しないのに対し、実験結果は、碎波点が一定水深領域の広い範囲に分散しているために、徐々に波高が減少する。浅海域における有義波周期は、沖での値より一般に大きくなるが、その程度は高々10%である。しかし、ソリトン分裂（沖波波形勾配が小さい場合）が顕著な地点では、沖での有義波周期より少し小さくなる。沖から水深が浅くなるにつれ、非線形性パラメーターや波高の平均連長は大きくなり、バー型海浜の場合にはバー頂部付近で極大値を取るが、ステップ型海浜では一定水深領域でほぼ一定となる。

第2編第4章では、現地海浜における風波の浅水・碎波変形特性を、第2編第3章の実験結果と比較しながら考察した。また、代表波高の変化については実測結果と計算結果の比較を行った。波高変化計算法においては、個々波の波高と周期を入力するかわりに、波高の確率分布と沖波波形勾配を与えて波高変化を計算する方法を示した。主な結果は次のとおりである。

- (1) 沖波有義波高で無次元化したサーフビートの標準偏差は、合田の式で概ね近似できる。
- (2) 1/10最大波高、有義波高および平均波高の観測結果と計算結果はほぼ一致する。
- (3) 非線形性パラメーターおよび波群特性の変化は、海底勾配が 1/30 で沖波波形勾配がほぼ等しい実験結果とほぼ同じである。すなわち、海底勾配が 1/30 より小さくなると、非線形性パラメーターや波群特性の変化に及ぼす海底勾配の影響は少ないことがわかった。

第3編では不規則波浪の遡上特性を取り扱った。その第1章は研究の目的を述べ、第2章では、エネルギースペクトルは同じでも波群特性が異なる場合の不規則波のシミュレーション手法を示し、次に数値シミュレーション波の統計的特性を調べるとともに、実験水槽内で目標とする波が再現できるか否かを検討した。数値シミュレーション波の統計的性質を現地波浪のそれと合わせて調べた結果、Groupiness Factor が 0.5 以上の場合には、水位の出現率は Gauss 分布で表わされるが、Groupiness Factor が 0.5 未満では、水位が0付近の出現率が Gauss 分布のそれに比べ小さくなること、波高の頻度分布に Weibull 分布をあてはめた時の

母数 m は、Groupiness Factor が大きいほど小さいこと、成分波の初期位相角分布は、一般には一様分布ではないことを示した。実験水槽内での波の再現性を調べた結果、有義波を用いた水深波長比 kh が 1.36 より小さい場合には目標とするスペクトルならびに Groupiness Factor を十分再現できるが、1.36 より大きい場合には Groupiness Factor は目標とする値より大きくなってしまったことがわかった。この原因は、第1編第4章に詳しく述べている。

第3編第3章では、エネルギースペクトルは同じでも波群特性が異なる不規則波を用いて、緩勾配斜面上の不規則波の遡上特性を波別解析法によって調べた。その結果、遡上波の数の入射波の数に対する比は surf similarity parameter できれいに整理でき、その比に及ぼす入射波の波群特性の影響はみられないこと、相対遡上高は沖波波形勾配が大きくなるにつれ両対数紙上でほぼ直線的に減少し、海底勾配が大きくなるにつれ直線的に増加することを明らかにした。また、最大遡上高は Groupiness Factor の大きい波群化した不規則波の方があまり波群化していない波の場合より約 10 %大きくなるが、有義遡上高あるいは平均遡上高で整理してみると、その差はほとんどなくなることを示し、この原因として緩勾配斜面の場合には、斜面上での碎波変形により、遡上する前にすでに入射波の波群特性の差がほとんどなくなってしまうことを挙げた。最後に、今回の遡上高の実験結果を適切に表現できる実験公式を提案した。この提案式は surf similarity parameter の関数となっており、非常に簡単な形をしている。

第3編第4章では、遡上波（汀線変動）のスペクトル特性を解析した。また、Shenらおよび Freeman らの理論によると、遡上波先端の軌跡は放物波形となること、実験で得られた1波ごとの遡上波形を見ても放物波形に近いことから、遡上波スペクトルの特徴はこの放物波形の特徴によるとの観点に立ち、まず単一放物波形のスペクトルについて考察し、次に放物波形を重ね合わせる遡上波のシミュレーションを行い、その波形のスペクトルの特徴を考察するとともに、実験結果を解析して得られたスペクトル特性と比較・検討した。主要な結果は、次のとおりである。単一放物波形のエネルギー密度は、周波数の -4 乗、また海底勾配の4乗に比例すること、放物波形を重ね合わせる遡上波の数値シミュレーションから、遡上波のスペクトル形は高周波数領域では f^{-4} となること、汀線における打ち上げ速度を変化させると、遡上波スペクトルの低周波数領域のエネルギー密度が変化することがわかった。固定床滑面の実験結果を解析して得られた遡上波スペクトルは、高周波数領域はエネルギーは飽和しており、また、海底勾配が $1/5 \sim 1/30$ の範囲では、海底勾配にかかわらず周波数の -4 乗、すなわち、 f^{-4} の形で表わされること、したがって、HuntlyらとGuzaらの観測結果が f^{-4} と f^{-3} と異なる原因は海底勾配によるものではないことがわかった。また、飽和領域での遡上波のエネルギー密度の実験結果は、海底勾配の4乗に比例すること、入射波のエネルギーの変

化は、遡上波スペクトルの低周波数領域のエネルギー密度の変化として現われることがわかった。

最後に、本研究の全般にわたり終始一貫して御指導いただきました京都大学工学部岩垣雄一教授に深く感謝の意を表します。また、折にふれて御教示いただきました京都大学防災研究所土屋義人教授ならびに京都大学工学部酒井哲郎助教授に深謝する次第であります。京都大学海岸工学研究室の浅野敏之助手には、著者の学生時代から計算機や実験装置の使い方あるいは研究方法について御助言いただきましたことを感謝いたします。実験で用いた不規則波の造波信号の一部は、鳥取大学工学部木村 晃助教授が作成したものであり、それを使用させて下さいましたことを心から感謝いたします。さらに、本研究に助力いただいた学生諸氏に感謝いたします。

不規則波浪の波群特性と浅海変形特性に関する研究

正誤表

頁	訂正箇所	誤	正
P.86	17行目	以上	近く
P.92	図-2.2.4の図中	Eq.(2.11)	Eq.(2.2.11)
		Eq.(2.18)	Eq.(2.2.18)
p.114	下から2行目	以上	近く
P.148	下から8行目	第3章	第2章
P.155	下から2行目	流れ	もどり流れ
P.177	表-3.3.1の表中	下2行の H_0 から Tまでのデータ	上下入れ換える
P.202	下から2行目	流れ	もどり流れ
P.203	6行目	諸論	緒論

